

Struktur, Magnetismus und Grenzflächeneigenschaften epitaktischer dünner Fe- und FePt-Filme auf GaAs(001)-Substraten

Vom Fachbereich Physik der
Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation

von
Ellen Ursula Schuster
aus
Dinslaken

Referent: Prof. Dr. Werner Keune
Korreferent: Prof. Dr. Michael Farle
Tag der mündlichen Prüfung: 17.12.2007

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Struktur, Magnetismus und Grenzflächeneigenschaften von für das Gebiet der Spintronik/Magnetoelektronik möglicherweise relevanten Ferromagnet/Halbleiter-Heterostrukturen untersucht. Dabei lagen die Schwerpunkte bei der Erforschung der Fe-Spinstruktur und des Grenzflächenmagnetismus von dünnen epitaktischen Eischichten bzw. von epitaktischen FePt-Legierungsfilmern mit chemischer $L1_0$ -Ordnung auf GaAs(001)-Oberflächen. Als zentrale Untersuchungsmethode wurde die isotopenspezifische Konversionselektronen-Mössbauer-spektroskopie (CEMS) in Kombination mit der ^{57}Fe -Sondenschichttechnik im Temperaturbereich von 4.2 - 300 K eingesetzt. Es wird gezeigt, dass ^{57}Fe -CEMS für die tiefenselektive Bestimmung lokaler magnetischer Eigenschaften an vergrabenen Grenzflächen und im Filminneren eine sehr geeignete Methode ist. Die Struktur der Schichten wurde mittels Beugungsmethoden (Elektronenbeugung (RHEED) bzw. Röntgenbeugung (XRD)) untersucht.

Es ist gelungen, epitaktische $L1_0$ -geordnete FePt-(001)-Legierungsschichten mit spontaner senkrechter Magnetisierung mittels verschiedener Präparationsmethoden (künstliches Monolagen-(ML-) Wachstum, Kodeposition) auf GaAs(001)-Oberflächen, die eine Pt(001)-Pufferschicht tragen, herzustellen. Der röntgenographisch bestimmte chemische Fernordnungsparameter S nimmt mit steigender Wachstumstemperatur T_S bis auf maximal $S = 0.71$ zu, bevor die Fernordnung bei $T_S > 350\text{ °C}$ durch Legierungsbildung mit dem Substrat zerstört wird. Der Ordnungsparameter S der koverdampften stöchiometrischen FePt-Filme, die interessanterweise im Einheitszellenmodus aufwachsen, war systematisch größer als beim künstlichen Lagenwachstum. Mössbauerspektroskopisch konnte die fct- $L1_0$ -Phase von der ungeordneten fcc-Phase gut getrennt werden. Als wichtiges Ergebnis wurde ein linearer Zusammenhang zwischen dem die Nahordnung widerspiegelnden spektralen Flächenanteil der $L1_0$ -Phase und der Fernordnung S gefunden. Die beobachtete senkrecht Fe-Spintextur, charakterisiert durch den mittleren Verkippungswinkel $\langle\theta\rangle$ der Fe-Spins bezogen auf die Filmnormale, korreliert mit dem $L1_0$ -Phasenanteil bzw. mit S .

Weiterhin ist es gelungen, epitaktische Fe(001)-Filme auf GaAs(001)-(4×6)- und auf GaAs(001)-LED-Oberflächen aufzuwachsen. Mittels RHEED wurde nichtmonotones Verhalten der planaren Gitterkonstanten im Anfangsstadium des Fe-Wachstums beobachtet. Die aus den CEM-Spektren erhaltenen magnetischen Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$ an der Fe/GaAs-Grenzfläche von bei $T_S = -140\text{ °C}$ oder Raumtemperatur (RT) aufgedampften Fe-Filmen sind sehr ähnlich. Die beobachteten großen, mittleren Grenzflächen-Hyperfeinfelder von $\langle B_{hf} \rangle \approx 25 - 27\text{ T}$ weisen auf hohe mittlere magnetische Fe-Momente von $1.7 - 1.8\ \mu_B$ hin. Unmagnetische ('magnetisch tote') Grenzschichten können entweder ausgeschlossen werden (Fe/GaAs) oder sind sehr dünn (0.5 ML, Fe/GaAs-LED). Interdiffusion der As- und/oder Ga-Substratome in die Fe-Schicht konnte bis zu einem Abstand von 12 ML Fe von der Grenzfläche nachgewiesen werden. Für einen ultradünnen (1.9 ML dicken) unbedeckten Fe(001)-Film auf GaAs(001)-(4x6) konnte als Folge der Inselstruktur durch in-situ-CEMS im UHV superparamagnetisches Verhalten mit einer Blocking-Temperatur von $T_B = 67\text{ K}$ nachgewiesen werden. Im Gegensatz dazu gibt es für einen Pt-bedeckten 2.5 ML dicken Fe(001)-Film auf Grund von T-abhängigen ex-situ-CEMS-Messungen einen Hinweis auf Quasi-2D-Ferromagnetismus mit einem effektiven Exponenten $\beta = 0.26$. Offensichtlich wird durch indirekte Austauschkopplung der Fe-Clustermomente über die Pt-Schicht Ferromagnetismus induziert. Die Perkolationsgrenze für das Einsetzen von Ferromagnetismus bei RT wurde an Pt-bedeckten Filmen zu $d_C = (2.60 \pm 0.5)\text{ ML Fe}$ bestimmt.

An einem mit Fe/Tb-Vielfachschichten abgedeckten Fe(001)-Film auf einer GaAs(001)-LED konnte mittels einer 5 ML dicken ^{57}Fe -Sondenschicht direkt an der Fe/GaAs-Grenzfläche eine starke senkrecht Fe-Spinkomponente $\langle\theta\rangle \approx 33\text{ °}$ und ein hohes mittleres Hyperfeinfeld $\langle B_{hf} \rangle = 26.8\text{ T}$ bei 80 K ermittelt werden. An dieser Probe konnte von anderen Arbeitsgruppen erstmals Spininjektion in Remanenz (Nullfeld) beobachtet werden.

Es wurden auch vorläufige Untersuchungen zum epitaktischen Wachstum von MgO(001)-Schichten auf GaAs(001) als Tunnelbarriere, gefolgt von einem aufgewachsenen Fe(001)-Kontakt, erfolgreich durchgeführt. Auf Grund von CEMS- ^{57}Fe -Sondenschicht-Messungen erkennt man geringe Wechselwirkung der Fe- und MgO-Schichten, hohe Hyperfeinfelder ($\langle B_{hf} \rangle = 34.2\text{ T}$) und die Abwesenheit von unmagnetischen Schichten an der Fe/MgO-Grenzfläche.

Abstract

In this thesis the structure, magnetism and interface properties of ferromagnet/semiconductor heterostructures relevant for potential spintronics/magnetoelectronics applications have been investigated. The research is focused on the study of the Fe spin structure and interface magnetism of thin epitaxial Fe layers or epitaxial FePt alloy films with chemical L1₀ order on GaAs(001) surfaces. The main method of investigation was isotope-specific conversion electron Mössbauer spectroscopy (CEMS) combined with the ⁵⁷Fe probe-layer technique in the temperature range of 4.2 - 300 K. It is demonstrated that ⁵⁷Fe CEMS is a powerful method for the depth-selective determination of local magnetic properties of buried interfaces and inside the film. The film structure was studied using diffraction methods (electron diffraction (RHEED) and X-ray diffraction (XRD)).

Epitaxial L1₀-ordered FePt(001) alloy films with spontaneous perpendicular magnetization have been grown successfully on GaAs(001) surfaces carrying a Pt(001) buffer layer, using different methods of preparation (artificial monolayer (ML) growth, codeposition). The chemical order parameter S determined by XRD was found to increase with rising growth temperature, T_S, to a maximum value of 0.71, until long range order is destroyed at T_S > 350 °C by alloying with the substrate. The order parameter S of codeposited stoichiometric FePt films which were found to grow in a double monolayer (unit cell) mode, was systematically larger than in case of artificial monolayer growth. Mössbauer spectroscopy is able to distinguish the fct L1₀ phase and the disordered fcc phase. As an important result a linear correlation between short-range order (revealed by the relative spectral area of the L1₀ phase) and long-range order S was observed. The observed perpendicular Fe spin texture, characterized by the mean tilting angle ⟨θ⟩ of the Fe spins (relative to the film normal direction), was found to correlate with the L1₀ phase content and with S.

Furthermore, epitaxial Fe(001) films on GaAs(001)-(4×6) and on GaAs(001)-LED surfaces were grown successfully. In the initial stage of Fe film growth non-monotonous behavior of the in-plane lattice parameter was observed by RHEED. The magnetic hyperfine field distributions P(B_{hf}) at the Fe/GaAs interface extracted from CEMS spectra for T_S = -140 °C or room temperature (RT) were found to be very similar. The observed large mean hyperfine fields of ⟨B_{hf}⟩ ≈ 25 -27 T at the interface indicate the presence of high average Fe moments of 1.7 - 1.8 μ_B. Nonmagnetic ('magnetic dead') interface layers either can be excluded (Fe/GaAs) or are very thin (0.5 ML, Fe/GaAs-LED). Interdiffusion of As and/or Ga atoms in the Fe layer could be detected up to a distance of 12 ML Fe from the interface. Owing to its island structure an ultrathin (1.9 ML thick) uncoated Fe(001) film on GaAs(001)-(4×6) shows superparamagnetism with a blocking temperature of T_B = 67 K, as revealed by in-situ CEMS in UHV. In contrast, evidence of quasi-2D-ferromagnetism with an effective exponent β of 0.26 was obtained from T-dependent ex-situ CEMS measurements on Pt coated 2.5 ML thick Fe(001) films. Apparently, ferromagnetism is induced via indirect exchange coupling of the Fe cluster moments by the Pt layer. The percolation threshold for onset of ferromagnetism at RT was found to be d_C=(2.60 ± 0.5) ML Fe for Pt coated films.

For an Fe(001) film on a GaAs(001)-LED that was coated by a Fe/Tb multilayer and contained a 5 ML thick ⁵⁷Fe interfacial probe layer, a strong perpendicular Fe spin component ⟨θ⟩ ≈ 33 ° and a large mean hyperfine field ⟨B_{hf}⟩ = 26.8 T was determined at 80 K. Using this sample, other groups succeeded in observing spin injection at remanence (in zero field) for the first time.

Preliminary investigations of the epitaxial growth of MgO(001) layers on GaAs(001) (serving as tunnel barriers), followed by a grown Fe(001) contact, was performed successfully. For the Fe/MgO(001) interface, weak interaction between Fe and MgO layers, large hyperfine fields (⟨B_{hf}⟩ = 34.2 T) and the absence of nonmagnetic layers have been revealed.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimentelle Methoden	7
2.1	Elektronenbeugung (RHEED)	7
2.2	Röntgenbeugung	12
2.3	Mössbauer-Spektroskopie	14
2.3.1	Theoretische Grundlagen	14
2.3.2	Hyperfeinwechselwirkungen	19
2.4	Epitaktisches Schichtwachstum und verwendete Substrate:	
	GaAs(001) und GaAs(001)-Heterostrukturen	25
2.4.1	Epitaktisches Wachstum dünner Schichten	25
2.4.2	Verwendete Substrate: GaAs(001) und GaAs(001)-Strukturen	29
3	Ergebnisse und Diskussion:	
	FePt-L1₀-Schichten auf GaAs(001)-(4×6)	37
3.1	Einführende Bemerkungen	37
3.2	Herstellung und strukturelle Charakterisierung der FePt-Schichtsysteme	41
3.3	RHEED-Untersuchungen	46
3.3.1	FePt-Filme bei alternierendem Lagenwachstum	46
3.3.2	Koverdampfte Fe ₅₀ Pt ₅₀ -Legierungsschichten	50
3.3.3	Koverdampfte nichtstöchiometrische Fe _x Pt _{100-x} -Legierungsschichten	50
3.4	Röntgenbeugung	53

3.4.1	FePt-Filme bei alternierendem Lagenwachstum	53
3.4.2	Koverdampfte $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ -Legierungsschichten	59
3.4.3	Koverdampfte nichtstöchiometrische $\text{Fe}_x\text{Pt}_{100-x}$ -Legierungsschichten	61
3.5	Magnetische Eigenschaften der FePt-Schichten	64
3.5.1	Mössbauerspektroskopische Untersuchungen	64
3.5.2	Ergänzende magnetooptische Kerr-Effekt-Messungen	74
3.6	Zusammenfassende Diskussion	83
4	Fe-Kontakte auf GaAs(001) und GaAs(001)-basierenden LEDs	91
4.1	Fe auf GaAs und GaAs-LED	91
4.1.1	Experimentelle Durchführung	93
4.1.2	Fe-Wachstum auf GaAs(001) und GaAs(001)-LED	94
4.1.3	Fe/GaAs(001) und Fe/GaAs(001)-LED: Grenzflächenmagnetismus	100
4.1.4	Tiefenabhängige Fe-GaAs-Grenzflächenvermischung	106
4.2	Ultradünne Fe-Schichten auf GaAs(001)	113
4.2.1	Präparation und strukturelle Eigenschaften der ultradünnen Fe-Schichten	116
4.2.2	Magnetische Eigenschaften ultradünner Fe-Filme	120
4.2.3	1.9 ML- ^{57}Fe -Schicht auf GaAs(001)-(4×6) ohne Bedeckung	125
4.2.4	Epitaktische ^{57}Fe -Schichten auf GaAs(001)-(4×6) mit Pt-Bedeckung	131
4.2.5	MOKE-Messungen an Pt-bedeckten ^{57}Fe -Schichten	137
4.2.6	Zusammenfassung	143
4.3	Fe/Tb-Vielfachschichten mit senkrechter magnetischer Anisotropie auf ferromagnetischen Fe-Kontakten für die Spininjektion in GaAs(001)-basierenden LEDs	145
4.3.1	Strukturelle und magnetische Eigenschaften von Fe/Tb-Vielfachschichten	146

4.3.2	Experimentelle Durchführung und Probencharakterisierung	147
4.3.3	Grenzflächenmagnetismus mittels ^{57}Fe -CEMS	151
5	MgO-Tunnelbarrieren auf GaAs(001) und GaAlAs(001)-LED	155
5.1	Wachstum der MgO-Tunnelbarrieren auf GaAs(001) und GaAlAs(001)-LED	156
5.2	Wachstum der Fe-Kontakte auf MgO/GaAs(001) und MgO/GaAlAs-LED	164
5.3	^{57}Fe -CEMS Untersuchungen der Fe-MgO-Grenzschicht	165
	Literaturverzeichnis	171
	Anhang	186
	A Chemischer Ordnungsparameter S	187
	B Mössbauer-Spektren	193

Kapitel 1

Einleitung

Elektronen besitzen neben ihrer elektrischen Ladung auch einen Spin. Bisher wurde in elektronischen Bauteilen dieser Freiheitsgrad vernachlässigt. Die Tatsache, nicht nur wie bisher die elektrische Ladung in Bauelementen zu kontrollieren, sondern auch den Spin, führt zum Gebiet der Spintronik. Da der Spin der Elektronen im Festkörper auch für dessen Magnetismus verantwortlich ist, hängt diese neue Art der Elektronik mit magnetischen Materialien zusammen. Im Jahre 1988 entdeckten Fert [1] und Grünberg [2] den GMR- (giant magnetoresistance) Effekt in Multilagen aus magnetischen Fe und unmagnetischen Cr-Schichten. In diesen Systemen ändert sich der Widerstand drastisch in Abhängigkeit eines von außen angelegten Magnetfeldes auf Grund von spinabhängiger Streuung der Leitungselektronen in Grenzflächennähe. Dieser Effekt wird heute routinemäßig in magnetoelektronischen Bauelementen, wie z.B. Festplattenleseköpfen und Magnetfeldsensoren, eingesetzt.

Da sich elektronische Bauelemente in der Halbleiterelektronik eingliedern sollten, werden zukünftig Magnet/Halbleiter-Hybride an Bedeutung gewinnen [3, 4]. Dabei ist es von großer Bedeutung, spinpolarisierte Ströme zu erzeugen und in einen Halbleiter injizieren zu können. Der spinpolarisierte Strom sollte dort eine möglichst lange Lebensdauer aufweisen. Außerdem ist es in Spintronik-Bauelementen wichtig, die Spinpolarisation der Ladungsträger von außen zu beeinflussen und einen spinpolarisierten Strom zu detektie-

ren. Mit diesem Ansatz haben Datta und Das [5] einen Spintransistor vorgeschlagen und ein Feldeffekt-Transistor-ähnliches Bauelement skizziert, welches mittels eines ersten ferromagnetischen Kontaktes spinpolarisierte Elektronen in einen zweidimensionalen (2D) Halbleiterkanal injiziert. Eine an diesem Kanal anliegende Gate-Spannung ändert den Spinzustand der stromtragenden Elektronen. Durch ein asymmetrisches elektrisches Feld (senkrecht zur Bahnbewegung) werden die Elektronenspins nämlich auf Grund relativistischer Effekte zu einer Präzessionsbewegung veranlasst, welche die Spins ausrichten kann (Rashba-Effekt) [6]. Ein zweiter ferromagnetischer Kontakt lässt die Elektronen nur dann passieren, wenn die elektronische Spinausrichtung parallel zur Magnetisierung dieses Ferromagneten liegt. In diesem Bauelement sind die drei wichtigen Phänomene der Spinelektronik vereint: die Spininjektion, die Spinmanipulation und die Spindetektion [7–9].

Unter Spininjektion versteht man das Einbringen von spinpolarisierten Elektronen in einen Halbleiter. Die Spinpolarisation im Halbleiter bedeutet ein Nichtgleichgewicht in der Spinbesetzung. Für Spininjektion müssen die Spins zunächst ausgerichtet werden, was auf unterschiedliche Weise erfolgen kann. Zur Zeit werden in dieser Hinsicht unterschiedliche Wege erforscht: (i) Verdünnte magnetische Halbleiter als injizierende Kontakte können auf Grund ihres großen g -Faktors eine erhebliche Zeeman-Aufspaltung und Spinpolarisation in einem Magnetfeld zeigen [10–12]. Der Nachteil bei diesen Materialien ist die Notwendigkeit von tiefen Temperaturen und hohen äußeren Magnetfeldern. Sie sind somit für technische Anwendungen nur eingeschränkt interessant. (ii) Halbmetalle als Kontakte, die auf Grund theoretischer Hinweise an der Fermikante 100 %-ige Spinpolarisation besitzen sollen. Halbmetall-Kontakte sind jedoch experimentell schwer herzustellen. (iii) Ferromagnetische Metallkontakte auf Halbleitern sind viel versprechende Kandidaten, da sie auf Grund ihrer hohen Curietemperatur und hohen Spinpolarisation an der Fermikante auch bei Raumtemperatur (RT) anwendbar sind.

Mit ferromagnetischen Metallkontakten wurden die ersten Versuche der Spininjektion an Fe/GaAs-Heterostrukturen durchgeführt, welche zunächst nur eine Effizienz der Spininjektion von 1 % zeigten [13]. Schmidt et al. [14]

fanden heraus, dass der Hinderungsgrund für eine hohe Effizienz in den Leitfähigkeitsunterschieden der beiden Materialien zu suchen ist. Um dieses Problem auszuschalten, erweisen sich Tunnelbarrieren als hilfreich, wobei auch ein Schottky-Kontakt als eine solche natürliche Tunnelbarriere dienen kann. Mit einem Schottky-Kontakt konnten Zhu et al. [15] mit Hilfe von Elektrolumineszenz eine Effizienz von 2 % bei RT nachweisen, während Hanbicki et al. [16] eine Spininjektions-Effizienz von 30 % an einer Fe/GaAlAs(001)-LED-Struktur messen konnte (LED = light emitting diode). Beide Gruppen waren auf ein hohes äußeres Magnetfeld von über 2 T angewiesen, das parallel zur Wachstumsrichtung der LED-Heterostruktur und parallel zur Normalenrichtung des Fe-Metallkontaktes angelegt war. Bei der in diesen Experimenten gewählten optischen Faraday-Geometrie müssen nämlich die optische und die Magnetfeldrichtung als Quantisierungsachsen parallel sein, um mit den Auswahlregeln für optische Übergänge über die zirkulare Polarisation des Lichtes einen eindeutigen Beweis für elektronische Spininjektion zu erhalten.

Für die effiziente Spininjektion ist die Qualität der Grenzfläche zwischen ferromagnetischen Metall und Halbleiter extrem wichtig. Sie muss eine gute einkristalline (epitaktische) defektfreie Struktur haben, möglichst atomar glatt sein und darf keine unmagnetischen ('magnetisch toten') Zustände aufweisen. Von Adelmann et al. [17] konnte experimentell gezeigt werden, dass die Grenzfläche zwischen dem Fe-Kontakt und der GaAlAs-LED von besonderer Bedeutung für die Spininjektionseffizienz ist.

Für ideale epitaktische Fe/GaAs-Grenzflächen wurde auch theoretisch gezeigt, dass sie wie ein Spinfilter wirken: nur die Majoritätsladungsträger können die Grenze nahezu ungehindert überwinden. Die Minoritätsladungsträger werden fast vollständig reflektiert [18]. Aus diesem Grunde ist der magnetische Zustand der Grenzfläche, der auch von der Struktur und möglicher Legierungsbildung an der Grenzfläche abhängt, für diese Metall/Halbleiter-Hybride von besonders hoher Bedeutung. Durch glatte, epitaktische und 'magnetisch lebendige' Grenzflächen können Spinflipstreuungen an der Grenzfläche bei der Spininjektion minimiert werden.

Ein wesentliches Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die magnetischen Eigenschaften der vergrabenen Grenzfläche zwischen Fe als ferromagnetischem

Kontakt und dem Halbleiter GaAs(001) zu untersuchen. Es gibt nur wenige Methoden, die zur Erforschung des vergrabenen Grenzflächenmagnetismus geeignet sind. Dazu gehören die XMCD-Methode (X-ray magnetic circular dichroism), bei der man Grenzflächenmagnetismus durch schichtdickenabhängige Untersuchungen [19] oder durch künstliche elementspezifische Sondenschichten an der Grenzfläche (z. B. dünne Co-Sondenschichten an der Fe/GaAs-Grenzfläche [20]) erforscht. Eine weitere geeignete Methode ist die magnetische resonante Röntgenstreuung (XRMS) [21], mit der man Magnetisierungsprofile bestimmen kann, wobei man die optischen Konstanten im Röntgenbereich kennen muss, was problematisch sein kann. Außerdem müssen bei diesen Methoden Modellannahmen gemacht werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde als geeignete Methode zur Untersuchung des Grenzflächenmagnetismus die ^{57}Fe -Konversionselektronen-Mössbauerspektroskopie (CEMS) in Kombination mit der ^{57}Fe -Sondenschichttechnik [22] gewählt. Da diese Methode isotopenspezifisch ist, gelingt es, die lokalen magnetischen Eigenschaften auf Grund der magnetischen Hyperfeinwechselwirkung durch Einbringen einer ultradünnen ^{57}Fe -Sondenschicht (ca. 2-5 Monolagen (ML) Dicke) an der Fe/GaAs-Grenzfläche zu ermitteln. ^{57}Fe -CEMS erlaubt somit gezielt die vergrabenen Grenzflächen zu untersuchen. Das magnetische atomare Fe-Moment μ_{Fe} ergibt sich dabei aus der näherungsweisen Proportionalität zwischen magnetischem Hyperfeinfeld B_{hf} und μ_{Fe} . Zusätzlich erhält man über den Kern-Zeeman-Effekt Information über die Richtungsverteilung der Fe-Momente (Fe-Spintextur) in der ^{57}Fe -Sondenschicht. Als ‘Nebenprodukt’ gewinnt man mittels CEMS auf Grund der elektrischen Hyperfeinwechselwirkung auch Kenntnisse über die lokale Struktur und den chemischen Zustand der ^{57}Fe -Atome in der vergrabenen Grenzschicht.

Ein weiteres wichtiges Ziel der vorliegenden Arbeit war es, ferromagnetische metallische Kontakte mit spontaner senkrechter Magnetisierung an der Metall/GaAs(001)-Grenzfläche herzustellen und nachzuweisen. Wie schon oben erwähnt, muss zum optischen Nachweis der Spininjektion in Faraday-Geometrie normalerweise ein starkes Magnetfeld in Film-Normalenrichtung angelegt werden, das die Formanisotropie des ferromagnetischen Kontaktes

überwindet und dessen Magnetisierung senkrecht (d. h. in Filmnormalenrichtung) ausrichtet. Für Anwendungen ist es wünschenswert, das starke Magnetfeld zu vermeiden und ferromagnetische Kontakte mit spontaner senkrechter Magnetisierung (mit senkrechter magnetischer Anisotropie) zu verwenden. Derartige Kontakte, die aus chemisch geordneten FePt-Legierungsfilmen mit $L1_0$ -Ordnung bestanden und auf einer GaAs-LED mit einer dazwischengelagerten MgO-Tunnelbarriere aufgewachsen waren, wurden von Sinsarp et al. [23] erfolgreich für die Spininjektion in Remanenz (d. h. im Nullfeld) bei RT verwendet.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: In **Kapitel 2** werden zunächst die experimentellen Methoden beschrieben, die zur Herstellung und Charakterisierung der strukturellen und magnetischen Eigenschaften dienen. Die $L1_0$ -geordneten FePt-Schichten mit sehr hoher magnetischer Anisotropie stehen im Mittelpunkt von **Kapitel 3**. Hier soll herausgefunden werden, ob es überhaupt möglich ist, FePt- $L1_0$ auf dem Halbleiter GaAs(001) geordnet aufwachsen zu lassen und bei welchen Parametern dies optimal gelingt. Es sind Proben mit unterschiedlichen Wachstumsarten verwendet worden, deren strukturelle und magnetische Eigenschaften verglichen wurden. Es wurde außerdem geprüft, in wie weit die Mössbauer-Messungen die Ergebnisse von MOKE und Röntgenbeugung widerspiegeln. In **Kapitel 4** wird die Fe/GaAs-Grenzschicht detailliert erforscht. Es wird das Wachstum von Fe auf GaAs(001) und auf GaAs(001)-basierenden LEDs mit Elektronenbeugungsmessungen untersucht, um Gitterverzerrungen zu bestimmen. Die 5 ML dicken ^{57}Fe -Sondenschichten an der Grenzfläche zum GaAs(001) sollen durch das gemessene Hyperfeinfeld Aufschluss über das magnetische Moment an der Grenzfläche geben und zeigen, ob ‘magnetisch tote’ Schichten an der Grenzfläche vorhanden sind. Im weiteren Verlauf wird der Frage nachgegangen, wie weit die Grenzfläche zum GaAs(001) einen Einfluss auf die Fe-Schicht hat. Dies geschieht mit ^{57}Fe -Sondenschichten in unterschiedlichen Abständen zur Fe/GaAs(001)-Grenzschicht, an denen mössbauerspektroskopische Untersuchungen durchgeführt wurden. Im zweiten Abschnitt von Kapitel 4 werden eine unbedeckte und mehrere Pt-bedeckte ultradünne ^{57}Fe -Schichten auf GaAs(001) bezüglich ihres Wachstums in Hinblick auf Superparamagne-

tismus oder 2D-Ferromagnetismus untersucht. Zu diesem Zweck wurden temperaturabhängige CEMS-Messungen im Bereich 4.2 - 300 K durchgeführt. Es soll herausgefunden werden, welchen Einfluss die Pt-Bedeckung auf das magnetische Verhalten der Fe-Inseln hat. Im dritten Teil des 4. Kapitels werden Fe/Tb-Vielfachschichten mit senkrechter magnetischer Anisotropie auf einem Fe-Kontakt, der auf einer LED aufgedampft wurde, analysiert. Es soll geklärt werden, ob es möglich ist, eine senkrechte Spinkomponente direkt an der Grenzfläche Fe/GaAs(001)-LED durch Kopplung der Fe-Momente an die Fe/Tb-Vielfachschicht zu erreichen. Zum Nachweis dieser senkrechten Spinkomponente ist die ^{57}Fe -Mössbauer-Spektroskopie bestens geeignet.

Die Eigenschaften von MgO-Tunnelbarrieren sind der zentrale Punkt im letzten **Kapitel 5**. Zum Einen geht es um das Wachstum von epitaktischem MgO(001) mit einer möglichst glatten Oberfläche auf GaAs(001) und auf GaAs-LEDs, zum Anderen werden auch hier die magnetischen Eigenschaften der Fe/MgO-Grenzfläche mittels ^{57}Fe -Mössbauer-Sonden spektroskopisch untersucht. Auch hier wird die Grenzfläche hinsichtlich der möglichen Existenz von ‘magnetisch toten’ Schichten untersucht und der Frage nachgegangen ob es auch bei der Fe/MgO-Grenzfläche möglich ist, eine senkrechte Spinkomponente durch Fe/Tb-Vielfachschichten zu erzeugen.

Kapitel 2

Experimentelle Methoden

2.1 Elektronenbeugung (RHEED)

Als eine bedeutende Messmethode für die Strukturuntersuchung der obersten Atomlagen während des Wachstums hat sich die Reflexionselektronenbeugung mit streifendem Einfall (reflection high energy electron diffraction, RHEED) herausgestellt. Mit Hilfe dieser Methode kann eine Charakterisierung der Oberflächenstruktur des Substrates, also eventuelle Oberflächenrekonstruktionen, sowie der Oberflächenrauigkeit erfolgen. Die Änderungen der lateralen (planaren) Gitterkonstanten des aufzuwachsenden Materials können ebenfalls bestimmt werden.

Zur Durchführung benutzt man einen monochromatischen Elektronenstrahl, der aus einer Elektronenkanone mit etwa 10 - 30 keV (entspricht einer Wellenlänge von etwa 0.12 bis 0.07 Å) austritt. Der Strahl wird fokussiert auf die Probe gerichtet, wo er im streifenden Einfall von etwa 0.5 - 3° auf die Probe trifft. Durch diese geometrische Anordnung ist eine Durchführung der Messung auch während des Wachstumsprozesses möglich. Die Beugung der Elektronen läuft elastisch ab, und die Teilchen haben genügend Energie, den Fluoreszenzschirm zu erreichen ohne nachbeschleunigt zu werden.

Zur weiteren Auswertung werden Aufnahmen und Video-Filme mit einer CCD-(charge-coupled device) Kamera in Echtzeit während des Wachstums aufgezeichnet. Die aufgenommenen Bilder können am PC mit der Software

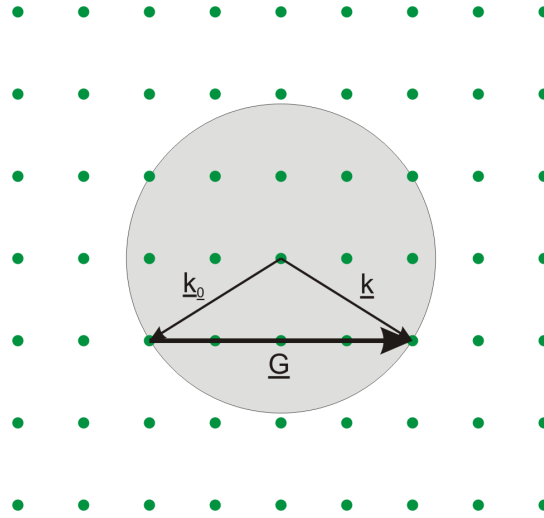


Abbildung 2.1: Ewald-Konstruktion: Der ein- und ausfallende Wellenvektor \vec{k}_0 und \vec{k} innerhalb der Ewaldkugel, welche in das reziproke Gitter eingezeichnet wurde. Die Differenz der beiden Wellenvektoren entspricht gerade einem Gittervektor \vec{G} .

EE2000 weiter bearbeitet und ausgewertet werden. Es gibt die Möglichkeit, einzelne Bilder sowie Filme aufzuzeichnen und abzuspeichern. Anschließend können Linienprofile der Intensität für einzelne Bilder, aber auch zeitabhängig für die Filme ausgewertet werden. Ebenso ist es möglich für einen ausgewählten Bereich im RHEED-Bild die dort vorhandene Intensität zeitabhängig zu bestimmen.

Die Beugungsphänomene werden im reziproken Raum beschrieben und stellen die periodisch wiederkehrenden Netzebenenabstände des Realgitters dar. Da die Eindringtiefe der streifend einfallenden Elektronen an der Oberfläche sehr gering sind (nur wenige Atomlagen), liegt Beugung im wesentlichen an einem (lateralen) zweidimensionalen Gitter vor, und im reziproken Raum liegen keine Gitterpunkte, sondern Gitterstäbe senkrecht zur Oberfläche vor. Die Wellenvektoren \vec{k}_0 und \vec{k} der einfallenden und gebeugten Welle müssen die Bragg-Bedingung $\vec{k} - \vec{k}_0 = \vec{G}$ erfüllen, um einen Reflex auf dem Leuchtschirm zu erzeugen. Ihre Differenz muss also gerade einem reziproken Gittervektor \vec{G} entsprechen. Da es sich um elastische Streuung handelt, kann die konstruktive Interferenz der Elektronenwellen mit Hilfe

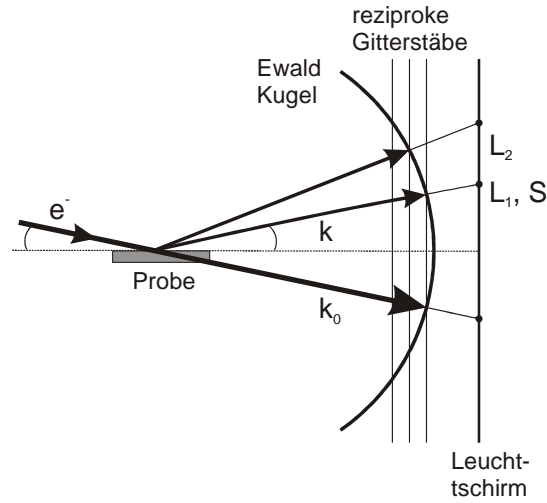


Abbildung 2.2: Konstruktion der Ewaldkugel für eine Oberfläche mit reziproken Gitterstäben. Die Laue-zonen L_1 , L_2 auf dem Leuchtschirm sind angedeutet, S ist der Reflex des specular reflektierten Strahls. Nach [24].

der Ewaldkonstruktion veranschaulicht werden. Die Ewaldkonstruktion findet im reziproken Raum statt. Zunächst wird eine Kugel um den Ursprung des \vec{k}_0 -Wellenvektors mit einem Radius von $k_0 = \frac{1}{h} \sqrt{2m_0 E}$ gelegt. Überall dort, wo die Kugel einen reziproken Gitterpunkt trifft, liegt der Wellenvektor des gebeugten Strahls \vec{k} so, dass die Bragg-Bedingung erfüllt ist und die Differenz der beiden Vektoren einem reziproken Gittervektor \vec{G} entspricht, wie in Abb. 2.1 zu erkennen ist. Da es sich bei RHEED um ein oberflächensensitives Messverfahren handelt, ist die Periodizität des Gitters eingeschränkt. Die durch diese Einschränkung entstandenen Gitterstäbe schneiden die Ewaldkugel, wie sie in Abb. 2.2 dargestellt sind. Ist die Oberfläche ideal glatt, so durchstoßen die Gitterstäbe die Ewaldkugel in der Form, dass auf dem Fluoreszenzschirm Punkte zu sehen sind, die auf Halbkreisen, den so genannten Laue-Zonen, angeordnet sind. Bei raueren Oberflächen haben die Gitterstäbe einen elliptischen Querschnitt, so dass die Punkte zu Strichen werden. Bei Inselwachstum führen transmittierte Elektronen zu einem dreidimensionalen Beugungsbild. Hierbei sind die Reflexe nicht mehr auf Kreisen angeordnet, sondern ergeben ein periodisches Beugungsbild, ähnlich wie bei

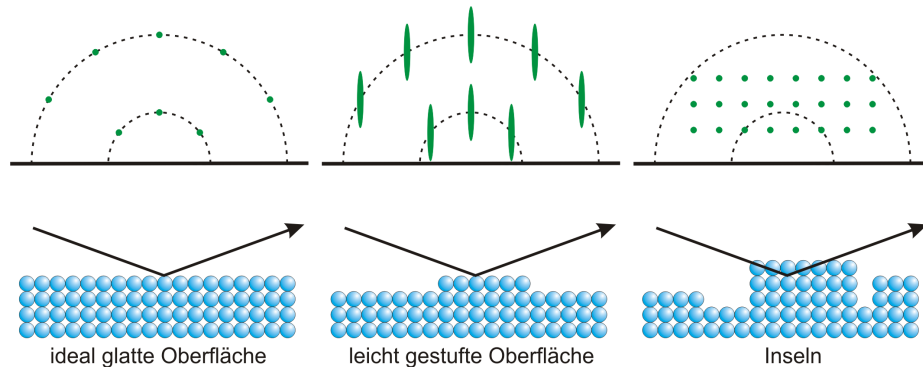


Abbildung 2.3: Beugungsreflexe (schematisch) für unterschiedliche Oberflächen. Links: eine ideale glatte Oberfläche, Mitte: eine leicht gestufte Oberfläche, Rechts: eine Oberfläche mit Inseln. Nach [25]

der Transmissions-Elektronenmikroskopie (Abb. 2.3).

Bei RHEED-Intensitätsoszillationen handelt es sich um periodische Intensitätsschwankungen der Reflexe beim lagenweisen aufwachsen einer Schicht. Dazu wird im Allgemeinen die Intensitätsänderung des spekularen Strahls ausgewertet. Es ist aber auch möglich, die diffuse Streuung dafür zu benutzen, wobei sich dann der Intensitätsverlauf gegenläufig zu dem des spekularen Strahls verhält. Für den spekularen Strahl kann man das Intensitätsverhalten folgendermaßen veranschaulichen: Die Oszillationen entstehen durch konstruktive und destruktive Interferenzen, die durch Reflexionen an benachbarten Terrassen hervorgerufen werden. Es liegt ein Intensitätsmaximum vor, wenn die Lage geschlossen ist. Für die diffuse Streugeometrie ist die Intensität gerade für eine halbe Monolage maximal. Dass bei einer halben Monolage die diffuse Streuung größer als die spekulare ist, kann man sich durch optische Gründe erklären: Die Wellenlänge der Elektronen liegt einige Größenordnungen unterhalb der Gitterkonstanten von wenigen Ångström, so dass vermehrt diffuse Streuung auftritt. In Abb. 2.4 ist das Oszillationsverhalten zwischen zwei geschlossenen Monolagen schematisch dargestellt. Die Abnahme der Amplitude ist auf das Wachsen der dritten Monolage zurückzuführen, welches einsetzt, bevor die zweite Lage komplett abgeschlossen ist. Da die RHEED-Oszillationen mit einer Periode von einer Monolage auftreten,

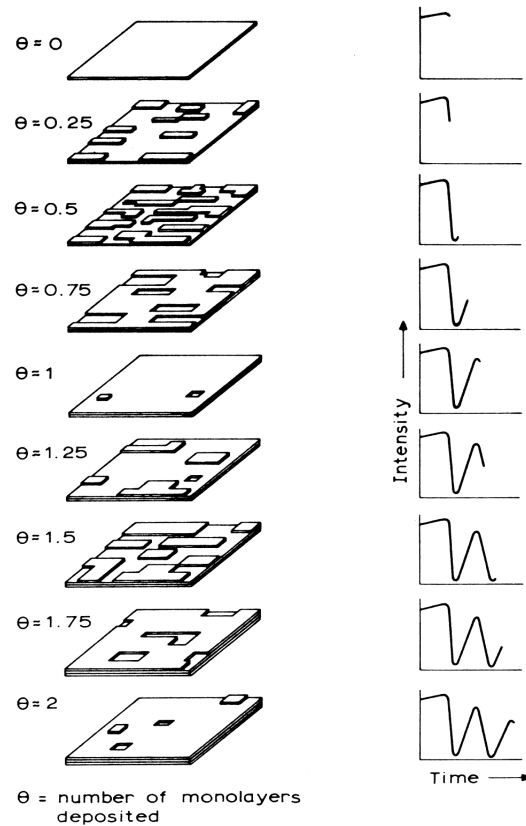


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung vom Zusammenhang von RHEED-Intensitäten (rechts) und Lagenbedeckung (links). Nach [26].

können sie zur Berechnung der Aufdampftrate und damit zur Schichtdickenbestimmung benutzt werden.

LEED (low energy electron diffraction) ist ebenfalls eine Elektronenbeugungsmessmethode, um die Oberflächenstruktur zu bestimmen. Es spiegelt die atomaren Symmetrien der Oberfläche wieder. Hier wird ein fokussierter Elektronenstrahl mit einer Energie von 50 eV - 300 eV senkrecht auf die Probe gerichtet. Auf Grund ihrer geringen Energie ist die Eindringtiefe der Elektronen bei LEED sehr gering. Diese Messmethode wurde in dieser Arbeit nur für wenige Oberflächen angewandt.

2.2 Röntgenbeugung

Die Röntgendiffraktometrie bietet eine zerstörungsfreie Charakterisierung der gesamten gewachsenen Schichten. Auch bei dieser Messmethode können Aussagen über periodische Strukturen gewonnen werden, wie z. B. die Gitterkonstante kristalliner Schichten in Wachstumsrichtung oder Lagenabstände epitaktischer oder polykristalliner Viellagensysteme. Die Röntgenbeugungsuntersuchungen wurden mit einem Philips PW1730 Röntgendiffraktometer durchgeführt (Cu-Anode). Ein Graphitmonochromator vor dem Detektor filtert die CuK_α ($\lambda = 0,15406 \text{ nm}$)-Linie aus dem Röntgenspektrum heraus. Die Röntgenstrahlen fallen unter einem Winkel θ relativ zu den Netzebenen ein und wechselwirken mit der Elektronenhülle der Probenatome. Der Detektor ist im Winkel von 2θ zur einfallenden Strahlung angebracht ($\theta - 2\theta$ -Geometrie). Die Beugungsreflexe treten auf, wenn die Bragg-Bedingung $2d \sin \theta = n \cdot \lambda$ erfüllt ist, mit der Periodizität der Struktur d , dem Einfallswinkel θ , der Beugungsordnung n , und der Wellenlänge λ . Es werden unterschiedliche Messungen durchgeführt, die im Folgenden kurz erläutert werden: Kleinwinkelbeugung ('Reflektometrie') im Bereich $2\theta < 15^\circ$, und Weitwinkelbeugung zwischen $20^\circ < 2\theta < 120^\circ$. Für einige Proben wurden so genannte Rocking-Kurven aufgezeichnet.

Kleinwinkelbeugung In diesem Winkelbereich können periodische Strukturen in der Größenordnung von einigen Nanometern untersucht werden. Es können also Aussagen über die Gesamtschichtdicke und die Periodenlänge von Viellagenschichten gemacht werden. Die Beugungsdiagramme können auch Aufschluss über Grenzflächenrauigkeit geben.

Weitwinkelbeugung Im Weitwinkelbereich erhält man Beugungsreflexe, wenn die Röntgenstrahlung mit Periodenlängen im Bereich atomarer Abstände wechselwirkt. Damit lassen sich Aussagen über die Kristallite machen: Es kann also bestimmt werden, ob kristallines Wachstum stattgefunden hat, oder ob es sich um eine polykristalline oder aber amorphe Schichten handelt. Die langreichweitige Ordnung in chemisch geordneten Legierungen kann aus

den relativen Intensitäten der Bragg-Peaks ermittelt werden und führt zu einem langreichweitigen chemischen Ordnungsparameter S , welcher Eins ist für eine ideal geordnete Struktur und Null für eine zufällige Besetzung der Gitterplätze mit unterschiedlichen Atomen. Auf diesen Ordnungsparameter wird im Anhang A näher eingegangen. Weiterhin kann mit der Scherrer-Formel die Korngröße der Kristallite bestimmt werden. Für die Beugungspeaks von kleinen Partikeln wird die Halbwertsbreite größer. Dieses Phänomen nutzt man, um durch die Messung der Breite der Röntgen-Beugungspeaks die Korngrößen zu bestimmen. Als erster untersuchte Paul Scherrer 1918 dieses Verhalten [27] und erhielt eine Formel für die Partikelgröße in Abhängigkeit von der Halbwertsbreite der Bragg-Reflexe [28]:

$$B(2\theta) = \frac{0.94 \cdot \lambda}{L \cos \theta}. \quad (2.1)$$

$B(2\theta)$ ist die Halbwertsbreite des Bragg-Peaks im Bogenmaß, λ die benutzte Wellenlänge. $L = N \cdot a$ ist die Kristallitgröße senkrecht zur Reflexebene und ist identisch mit dem Produkt aus der Anzahl der Atomlagen N und der Gitterkonstanten a . θ ist der Winkel des Bragg-Peaks. Die Formel zeigt, dass der Effekt für größere Beugungswinkel zunimmt. Die Scherrer-Formel ist für Partikelgrößen zwischen etwa 10 Å und 1000 Å anwendbar [29]. Für sehr kleine Partikelgrößen gelangt man an die Grenze, da dann die Bragg-Peaks sehr intensitätsschwach und breit werden.

Rocking-Kurven Die Rocking-Kurven erhält man, wenn nur der Einfallswinkel θ verändert wird, der Detektor hingegen auf dem 2θ -Winkel eines Bragg-Peaks festgehalten wird. Mit dieser Art der Messung kann man die Mosaikstruktur des Kristalls näher beschreiben. Diese betrifft die Schwankungen der Ausrichtung der Netzebenenschar bezüglich der Schichtebene. Besitzt die Rocking-Kurve eine große Halbwertsbreite, so ist die Mosaikstruktur ausgeprägter als bei kleinen Halbwertsbreiten.

2.3 Mössbauer-Spektroskopie

Im Jahre 1958 entdeckte Rudolf Mössbauer [30, 31], dass der Energieverlust bei der Emission oder Absorption eines γ -Quants verschwinden kann, wenn der Kern in einen Festkörper eingebettet ist. Dieser Mössbauer-Effekt liefert wichtige Erkenntnisse über die lokale magnetische und elektrische Umgebung des Mössbauerkerns in einer Probe. Im Folgenden sollen hier zunächst die theoretischen Grundlagen beschrieben und anschließend eine Darstellung des instrumentellen Aufbaus gegeben werden. Abschließend wird auf die Hyperfeinwechselwirkungen näher eingegangen. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf die Spezialliteratur verwiesen (z. B. [32–37]).

2.3.1 Theoretische Grundlagen

Emission eines Gammaquants durch einen freien Kern

Geht man zunächst von einem freien, ruhenden Atomkern aus, der sich in einem angeregten Zustand E_0 befindet, so zerfällt dieser und sendet dabei ein γ -Quant aus. Der Kern erleidet auf Grund der Impulserhaltung eine Rückstoßenergie der Größe E_R , um dessen Wert die Energie E_γ des γ -Quant erniedrigt wird: $E_\gamma = E_0 - E_R$. Die Rückstoßenergie des Kerns lässt sich schreiben als [38]:

$$E_R = \frac{p^2}{2M} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}, \quad (2.2)$$

wobei M die Masse des Kernes, p der übertragende Impuls auf den Kern bzw. der des γ -Quants und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Der Impulsübertrag findet auch bei der Absorption des Photons statt, dabei verliert das Photon den Energiebetrag E_R . Ob sich eine resonante Absorption ereignet, hängt von der Linienbreite Γ der Emissions- und Absorptionslinie ab. Diese ergibt sich aus der mittleren Lebensdauer τ des angeregten Zustandes: $\Gamma = \hbar/\tau$. Da die Atomkerne eine kleine Masse besitzen, ist die Rückstoßenergie groß und die Emissions- und Absorptionslinien liegen um $2E_R$ auseinander. Die Linienbreite ist im Allgemeinen klein verglichen zum Linienabstand, so dass keine Überlappung zustande kommt, wie es in Abb. 2.5 (a) angedeutet ist.

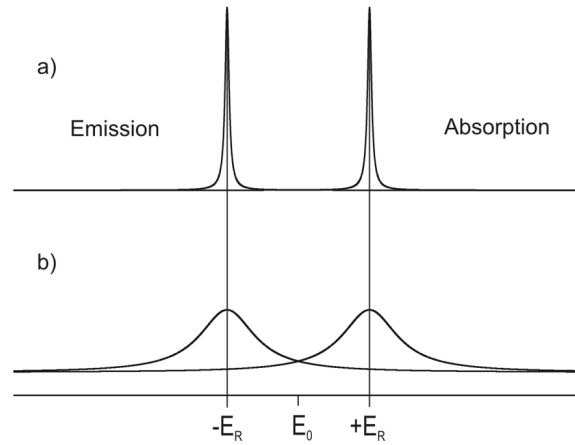


Abbildung 2.5: Lorentzförmige Intensitätsverteilung der emittierten und absorbierten Strahlung freier Kerne: (a) für den Fall $\Gamma < 2E_R$; (b) thermisch hervorgerufene Linienverbreiterung mit geringem Überlapp der Linien.

Dies bedeutet, dass keine resonante Absorption des γ -Quants möglich ist.

Beachtet man die thermische Bewegung der freien Atomkerne bei der Temperatur T (z. B. in einem Gas), so kommt es durch den Doppler-Effekt zu einer Verbreiterung der Linien, welche durch $D \simeq 2\sqrt{k_B T E_R}$ beschrieben werden kann (k_B = Boltzmann-Konstante) [38]. Diese Verbreiterung reicht im Allgemeinen aber nicht aus, um einen ausreichenden Überlapp der Linien zu gewährleisten, wie in Abb. 2.5 (b) zu erkennen ist.

Emission eines Gammaquants von einem im Festkörper gebundenen Kern

Beim Mössbauer-Effekt sind die emittierenden und absorbierenden Kerne in einem Festkörper eingebaut. Quantenmechanisch gibt es eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, dass bei der Emission (oder Absorption) kein Energieübertrag auf den Festkörper stattfindet, wobei diese Wahrscheinlichkeit bei sinkender Temperatur zunimmt. Die Masse des gesamten Festkörpers kann den übertragenen Impuls aufnehmen. Außerdem ist die Rückstoßenergie

$E_R = 2 \text{ meV}$ für das hier verwendete ^{57}Fe nicht so hoch, wie die Bindungsenergie des emittierenden Kerns, so dass sich dieser aus dem Festkörper lösen könnte und somit die gleiche Situation wie für freie Kerne entstehen würde. Die Rückstoßenergie ist auch nicht so groß wie charakteristische Phononenenergien des Festkörpers, welche durch die Debye- bzw. Einsteinfrequenz zu $\hbar\omega_D$ bzw. $\hbar\omega_E$ gegeben sind. Somit können nur wenige Phononen angeregt werden [siehe z. B. Gl. (2.3) unten]. Wegen der verschwindenden Rückstoßenergie kann resonante Emission und Absorption der γ -Strahlung durch Kerne stattfinden, was als Mössbauer-Effekt bezeichnet wird.

Wahrscheinlichkeit für den Mössbauer-Effekt

Die Wahrscheinlichkeit, einen rückstoßenergiefreien Übergang zu erhalten, wird mit Hilfe des Debye-Waller- oder Lamb-Mössbauer-Faktors f beschrieben. Er gibt den relativen Anteil der Prozesse an, welche nicht in Phononen-erzeugung und -vernichtung verwickelt sind, normiert auf die Gesamtzahl der Emissions-(Absorptions-)prozesse. Mittels des Debye-Modells kann ein allgemeiner Ausdruck für den rückstoßenergiefreien Anteil gefunden werden, welcher für drei Temperaturbereiche vereinfacht wie folgt dargestellt wird: Für niedrige Temperaturen, welche klein gegenüber der Debye-Temperatur θ_D sind ($T \ll \theta_D$), ist der Debye-Waller-Faktor gegeben durch [38]:

$$f = \exp \left[-\frac{E_R}{k_B \theta_D} \left(\frac{3}{2} + \frac{\pi^2 T^2}{\theta_D^2} \right) \right] \quad (2.3)$$

Für hohe Temperaturen ($T \gg \theta_D$) gilt:

$$f = \exp \left[-\frac{6E_R T}{k_B \theta_D^2} \right] \quad (2.4)$$

Den größten Wert nimmt f für $T = 0 \text{ K}$ an:

$$f = \exp \left[-\frac{3E_R}{2k_B \theta_D} \right] \quad (2.5)$$

Die Wahrscheinlichkeit für den Mössbauer-Effekt wird also beeinflusst durch die Rückstoßenergie, welche laut Gl. (2.2) von der γ -Energie E_γ ab-

hängt, von den Eigenschaften des Festkörpers (insbesondere von dessen Debye-Temperatur θ_D) und von der Temperatur T des Festkörpers.

⁵⁷Fe Mössbauer-Spektroskopie

Das am häufigsten verwendete Isotop in der Mössbauer-Spektroskopie ist das ⁵⁷Fe. Als radioaktive Quelle wird dabei ⁵⁷Co benutzt, welches über Elektrophotografie nach einer Halbwertszeit von 270 Tagen in einen hochangeregten ($I = \frac{5}{2}$)-⁵⁷Fe-Kern zerfällt (Abb. 2.6). Anschließend zerfällt der ⁵⁷Fe-Kern entweder direkt in den Grundzustand, oder in den angeregten ($I = \frac{3}{2}$)-Zustand. Dieser hat eine Halbwertszeit von 97.7 ns und geht unter Aussendung der 14.4 keV-Mössbauer-Strahlung in den Grundzustand über. Die Lebensdauer dieses angeregten Zustandes ergibt gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation eine natürliche Linienbreite von $0.45 \cdot 10^{-8}$ eV, welche eine ausgezeichnete energetische Auflösung bietet. Die von der Quelle ausgesandte 14.4-keV-Strahlung kann nun von einem ⁵⁷Fe enthaltenden Absorber (Probe) resonant absorbiert werden. Der angeregte Absorber-⁵⁷Fe-Kern zerfällt wieder in den Grundzustand. Dieser Übergang kann durch Emission von 14.4 keV γ -Strahlung erfolgen, in 90% der Fälle geschieht dies jedoch durch Emission von Konversionselektronen aus der K-, L- oder M-Elektronenschale des Fe-Atoms. Diese Konversionselektronen dienen bei der Konversionselektronen-Mössbauer-Spektroskopie (conversion electron Mössbauer spectroscopy, CEMS) zum Nachweis der Kern-Resonanzabsorption.

Die in meiner Arbeit benutzte Messmethode ist die Konversionselektronen-Mössbauer-Spektroskopie. Wie schon zuvor erwähnt, werden bei dieser Methode die K-, L- und M-Konversionselektronen detektiert, welche entstehen, wenn der angeregte ⁵⁷Fe-Kern kein γ -Quant aussendet, sondern wenn er seine Anregungsenergie von 14.4 keV auf die Elektronenhülle überträgt. Dabei entsteht z. B. ein K-Elektron mit der um die Bindungsenergie E_B reduzierten Energie $E = E_\gamma - E_B = 14,4 \text{ keV} - 7,1 \text{ keV} = 7,3 \text{ keV}$. Auf Grund von Streuprozessen treten diese Elektronen nicht aus beliebiger Tiefe aus der Probe aus, sondern aus einer Austrittstiefe von bis zu 200 nm, je nach Material. Für die hier untersuchten Proben ist dies aber von geringer Bedeutung,

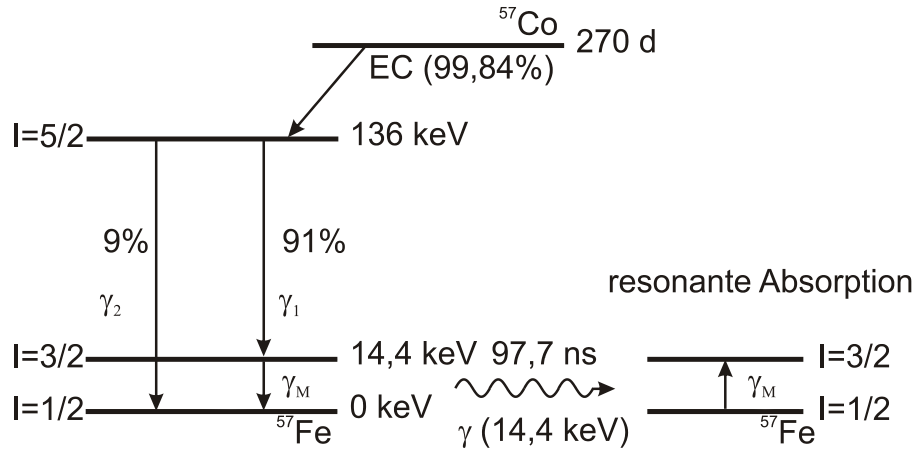


Abbildung 2.6: Zerfallsschema einer ^{57}Co -Quelle und Energieschema für den Emissions- und Absorptionsprozess eines 14,4 keV- γ -Quants (γ_M) durch einen ^{57}Fe -Kern.

da die Schichten alle wesentlich dünner sind.

Der schematische Aufbau für die ex-situ CEMS-Messungen ist in Abb. 2.7 zu sehen. Für das Mössbauer-Experiment benötigt man eine Quelle, welche bei den hier durchgeführten Messungen eine ^{57}Co -Quelle ist. Sie besteht aus ^{57}Co -Kernen, die in einer Rh-Matrix eingebettet sind. Rh ist ein kubisches und diamagnetisches Metall und liefert eine Einzellinie für die Mössbauer-Spektroskopie. Die Mössbauer-Kerne im Absorber besitzen meist etwas verschobene Kernenergieniveaus auf Grund von Hyperfeinwechselwirkungen, wie sie im folgenden Abschnitt beschrieben werden. Um die kernresonante Absorption nachzuweisen, ist es daher notwendig die Energie der γ -Quanten der Quelle zu modulieren. Dies wird durch eine Bewegung der Quelle relativ zum Absorber erreicht. Die durch den linearen Doppler-Effekt hervorgerufene Energieänderung δE ist gegeben durch

$$\delta E = \frac{v}{c} E_\gamma, \quad (2.6)$$

wobei v die Geschwindigkeit der Quelle relativ zum Absorber darstellt und c die Lichtgeschwindigkeit. Messtechnisch wird durch Verändern der Geschwindigkeit v ein Energiescan durchgeführt, welcher im Bereich von etwa 10^{-8} eV

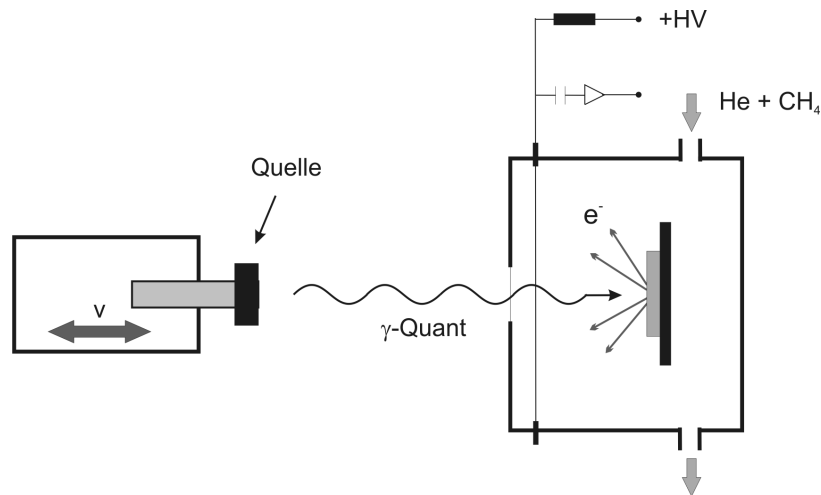


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau einer CEMS Anordnung mit einem Gaszähler als Detektor. Nach [39].

liegt.

Für die ex-situ-CEMS-Messungen wurde ein Gaszähler benutzt, der die Konversionselektronen in einem großen Raumwinkelbereich detektieren kann. Durch den Zähler strömte während der Messung ein Gasgemisch aus reinstem He-4% CH₄. Bei den in-situ-CEMS-Messungen im Ultrahochvakuum oder bei tiefen Temperaturen in einem Flüssig-Helium-Badkryostaten wurden die Konversionselektronen mit einem Channeltron nachgewiesen.

2.3.2 Hyperfeinwechselwirkungen

Da die Mössbauer-Spektroskopie mit ^{57}Fe eine sehr gute Energieauflösung ($4.5 \cdot 10^{-9}$ eV) bietet, können damit auch sehr kleine Änderungen der Energiezustände des Kerns nachgewiesen werden. Diese Änderungen können durch Wechselwirkung des Kerns mit Feldern hervorgerufen werden, die durch benachbarte Atome entstehen. Diese Wechselwirkungen geben Aufschluss über chemische, strukturelle sowie magnetische Eigenschaften der zu untersuchenden Proben. Die drei ausschlaggebenden Terme sind die Isomerieverschiebung, die elektrische Quadrupolaufspaltung und die magnetische Hyperfeinwechselwirkung. Eine schematische Darstellung der Hyperfeinwechselwirkun-

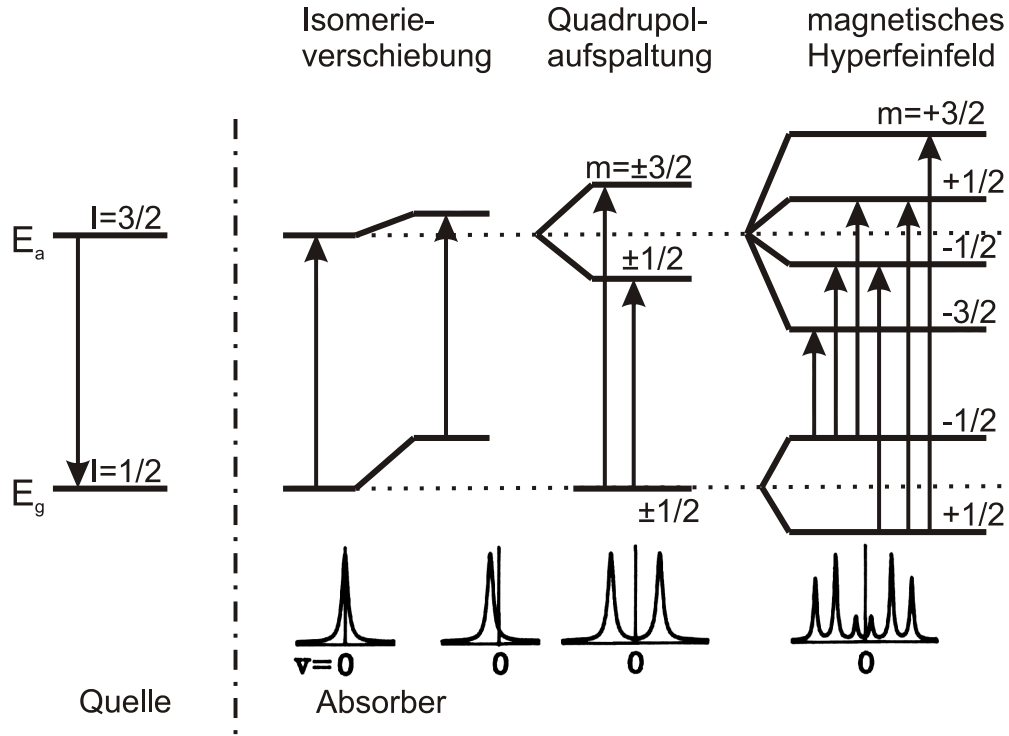


Abbildung 2.8: Zusammenfassende Darstellung der Hyperfeinwechselwirkungen [39]

gen ist in Abb. 2.8 zu sehen.

Isomerieverschiebung

Die zu beobachtende Linienverschiebung des Schwerpunktes des Mössbauer-Spektrums bezeichnet man als ‘center-line-shift’ δ . Sie wird hervorgerufen durch eine chemische Verschiebung (elektronischer Anteil) δ_{chem} und durch den so genannten relativistischen und temperaturabhängigen quadratischen Doppler-Effekt δ_{SOD} :

$$\delta = \delta_{chem} - \delta_{SOD}(T) = \delta_{chem} - \frac{\langle v^2 \rangle}{2c} \quad (2.7)$$

(Einheit: m/s). Die chemische Verschiebung (= Isomerieverschiebung) kommt durch die Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem ausgedehnten Kern

mit den s-Elektronen, die eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort besitzen, zustande. Somit lassen sich Aussagen über die Kernaussdehnung und die Elektronendichte am Kernort machen. Wenn also die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der s-Elektronen am Kernort in der Quelle mit $|\Psi(0)|_Q^2$ und im Absorber mit $|\Psi(0)|_A^2$ bezeichnet werden, so erhält man eine Verschiebung des Spektrums um

$$\delta_{chem} = \frac{Ze^2c}{6\epsilon_0\hbar\omega_0} \cdot \left(|\Psi(0)|_A^2 - |\Psi(0)|_Q^2 \right) \cdot \left(\langle r^2 \rangle_a - \langle r^2 \rangle_g \right) \quad (2.8)$$

(Einheit: m/s). $\langle r^2 \rangle_a$ und $\langle r^2 \rangle_g$ sind die mittleren quadratischen Radien des angeregten Zustandes bzw. des Grundzustandes des Kerns [32].

Zusätzlich zur chemischen Isomerieverschiebung gibt es den quadratischen Dopplereffekt. Er wird durch die relative Zeitdilatation verursacht. Dabei werden die thermische Bewegung der Kerne und die davon herrührende Dopplerverschiebung berücksichtigt. Die Gitterschwingungen können mittels des Debye-Modells beschrieben werden, so dass sich [35]:

$$\delta_{SOD}(T) = \frac{9}{16} \frac{k_B}{Mc} \left[\theta_D + 8T \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\frac{\theta_D}{T}} \frac{x^3 dx}{\exp(x) - 1} \right] \quad (2.9)$$

ergibt. (Einheit: m/s).

Im Laufe dieser Arbeit wird die Isomerieverschiebung immer relativ zu einem α -Fe-Absorber bei Raumtemperatur angegeben.

Elektrische Quadrupolaufspaltung

Bei der Isomerieverschiebung wurden eine einheitliche Ladungsdichte und ein kugelsymmetrischer Kern angenommen. Es gibt jedoch Kerne, die eine nicht kugelsymmetrische elektrische Ladungsverteilung besitzen. Diese Kerne besitzen ein Kernquadrupolmoment Q . Ist zusätzlich ein elektrischer Feldgradient (EFG) vorhanden, der durch Ladungsverteilung der Hüllenelektronen oder durch Nachbaratome hervorgerufen werden kann, so wechselwirken Q und der am Kernort vorhandene EFG miteinander. Diese Wechselwirkungsenergie für Energiezustände $I > 1/2$ (für $I = 0, 1/2$ ist der Kern kugelsym-

metrisch) kann durch folgenden Ausdruck beschrieben werden [33]:

$$E_Q = \frac{eqQ}{4I(2I-1)} \cdot [3m_I^2 - I(I+1)] \sqrt{1 + \frac{\eta^2}{3}}, \quad (2.10)$$

wobei Q das Quadrupolmoment des Kernels ist, m_I die magnetische Quantenzahl und I der Kernspin. Der EFG ist ein 3×3 Tensor $V_{\alpha\alpha}$, für den $\sum V_{\alpha\alpha} = 0$ gilt. Nimmt man eine geeignete Hauptachsentransformation vor, so dass $|V_{zz}| \geq |V_{yy}| \geq |V_{xx}|$ gilt, so kann der EFG mit V_{zz} sowie dem so genannten Asymmetrieparameter η durch diesen Ausdruck

$$\eta = |(V_{xx} - V_{yy})/V_{zz}| \quad (2.11)$$

beschrieben werden.

Magnetische Hyperfeinwechselwirkung

Die magnetische Hyperfeinwechselwirkung ist die Ankopplung des magnetischen Kernmomentes μ an das am Kernort herrschende magnetische Feld. Das magnetische Hyperfeinfeld B_{hf} setzt sich aus verschiedenen Beiträgen zusammen. Der größte Teil wird von der Polarisierung der abgeschlossenen elektronischen s-Schalen erzeugt. Diese Polarisierung findet auf Grund nicht abgeschlossener Schalen (3d, 4f,...) statt. Weitere Beiträge liefern die Polarisierung der Leitungselektronen, Dipol-Felder von magnetischen Nachbaratomen, sowie das Dipolfeld durch die eigene (nicht abgeschlossene) Schale. Durch das Feld B_{hf} erfolgt eine Energieaufspaltung der Zustände $I > 0$ in $2I + 1$ Unterzustände mit einer Aufspaltungsenergie von [34]

$$E_m = -\frac{\mu B m_I}{I} = -g_N \mu_N B m_I. \quad (2.12)$$

μ_N ist das Kernmagneton, μ das Kernmoment, I der Kernspin, g_N der Kern g-Faktor und m_I die magnetische Quantenzahl. Bei ^{57}Fe sind nur Kernübergänge mit $\Delta m_I = 0, \pm 1$ erlaubt.

Mittels der relativen Linienintensitäten des Zeeman-Sextetts ist es möglich den mittleren Verkipfungswinkel $\langle \theta \rangle$ des magnetischen Fe-Moments μ_{Fe}

zu bestimmen. θ ist hier der Winkel zwischen einfallendem γ -Strahl und dem magnetischen Moment μ_{Fe} . Das Verhältnis der Linien ist durch $3 : x : 1 : 1 : x : 3$ gegeben, wobei x zwischen 0 und 4 variieren kann.

$$x = \frac{4 \langle \sin^2 \theta \rangle}{1 + \langle \cos^2 \theta \rangle}. \quad (2.13)$$

Ist $x = 0$ so liegt die Magnetisierung parallel zum einfallenden γ -Strahl, ist das Verhältnis $3 : 4 : 1 : 1 : 4 : 3$, so ist die Probe senkrecht zum γ -Strahl magnetisiert. Somit kann man den mittleren Verkippungswinkel $\langle \theta \rangle$ berechnen mit Hilfe folgender Formel:

$$\langle \theta \rangle = \arccos \sqrt{\frac{4-x}{4+x}}. \quad (2.14)$$

Intensitätsverhältnisse

Die unterschiedlichen Linienintensitäten haben ihren Ursprung in der Kopplung von zwei beteiligten Drehimpulszuständen [37]. Diese Intensität kann als Produkt von einem winkelabhängigen und einem winkelunabhängigen Term ausgedrückt werden

$$I(L, \theta) = C^2(L) \cdot F_{lm}(L, \theta). \quad (2.15)$$

$C^2(L)$ ist die Übergangswahrscheinlichkeit eines γ -Quants zwischen zwei Kern-Zeeman-Zuständen, und C wird als Clebsch-Gordan-Koeffizient bezeichnet.

$F_{lm}(L, \theta)$ ist der winkelabhängige Term und hängt von L und Δm ab. Das Quadrat der Clebsch-Gordan-Koeffizienten ist gegeben durch [33]:

$$C^2 = \langle I_1 I_2 m_1 m_2 | I_1 I_2 L m_1 - m_2 \rangle^2. \quad (2.16)$$

Für ^{57}Fe ($I_1 = 3/2$, $I_2 = 1/2$) ist $L = 1$ und es liegt kein Paritätswechsel vor. Somit handelt es sich hier um M1-Strahlung. Für diese Strahlungsart sind die für die Intensitätsberechnung des Zeeman-Sextetts nötigen Werte in Tab. 2.1 zu finden. Damit ergeben sich für das Linienintensitätsverhältnis im

Tabelle 2.1: Winkelabhängige Intensitäten für die verschiedenen Zeeman-aufgespaltenen Übergänge des ^{57}Fe .

Linie	Übergang	Δm	$C^2(L)$	F_{lm}	Intensität
1	$-\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$	+1	3	$\frac{1}{4}(1 + \cos^2 \theta)$	$\frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta)$
2	$-\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$	0	2	$\frac{1}{2} \sin^2 \theta$	$\sin^2 \theta$
3	$+\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$	-1	1	$\frac{1}{4}(1 + \cos^2 \theta)$	$\frac{1}{4}(1 + \cos^2 \theta)$
4	$-\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}$	+1	1	$\frac{1}{4}(1 + \cos^2 \theta)$	$\frac{1}{4}(1 + \cos^2 \theta)$
5	$+\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}$	0	2	$\frac{1}{2} \sin^2 \theta$	$\sin^2 \theta$
6	$+\frac{3}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}$	-1	3	$\frac{1}{4}(1 + \cos^2 \theta)$	$\frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta)$

Sextett:

$$3(1 + \cos^2 \theta) : 4 \sin^2 \theta : 1 + \cos^2 \theta. \quad (2.17)$$

Man erkennt, dass das Verhältnis der Linien Nummer 1(6) und 3(4) immer $I_{1(6)}/I_{3(4)} = 3:1$ beträgt und das Verhältnis der Linien 2(5) und 3(4) Werte zwischen $I_{2(5)}/I_{3(4)} = 0$ und 4 annehmen kann.

Das Linienintensitätsverhältnis der beiden Linien in einem Quadrupoldublett ist abhängig von der Richtung des EFG. Für den vereinfachten Fall, dass $V_{zz} \neq 0$ und $\eta = 0$ ist, und φ der Winkel zwischen V_{zz} und dem einfallenden γ -Strahl ist, kann das Intensitätsverhältnis der Linien $A_2/A_1 = A_{21}$ (von den integrierten Flächen der Linie 2 und der Linie 1) wie folgt angegeben werden [33]:

$$A_{21} = \frac{\frac{2}{3} + \sin^2 \varphi}{1 + \cos^2 \varphi} \quad \text{oder} \quad A_{21} = \frac{1 + \cos^2 \varphi}{\frac{2}{3} + \sin^2 \varphi} \quad (2.18)$$

für $V_{zz} < 0$ bzw. $V_{zz} > 0$. Man beachte, dass das Linienintensitätsverhältnis hier nie Null sein kann.

2.4 Epitaktisches Schichtwachstum und verwendete Substrate: GaAs(001) und GaAs(001)-Heterostrukturen

2.4.1 Epitaktisches Wachstum dünner Schichten

Unter epitaktischem Wachstum versteht man das geordnete, orientierte Aufwachsen einer Schicht auf einem einkristallinen Substrat. Sind die beiden Materialien gleich, so bezeichnet man dies als Homoepitaxie, sind die Kristalle unterschiedlich nennt man dies Heteroepitaxie. Die Entwicklung dieser Art des Wachstums hat in der vergangenen Zeit viele Möglichkeiten geliefert, neuartige Materialien zu schaffen, welche ihre Eigenschaften meist den künstlich entstandenen Grenzflächen verdanken. Die Grenzflächen bedeuten oftmals eine Symmetriebrechung, die sich in Form von magnetischen Anisotropien niederschlägt. Zur Realisierung solcher Systeme ist die Ultrahochvakuum (UHV)-Technik notwendig, um die nötige Reinheit beim Wachstum zu gewährleisten. Es gibt unterschiedliche Herstellungsmethoden; die in dieser Arbeit Verwendung findende Art ist die Molekularstrahlepitaxie (molecular beam epitaxy, MBE).

Die hier benutzte Anlage besteht aus einer UHV-Kammer, in der ein Basisdruck von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar vorliegt und die mit sechs Verdampferquellen ausgestattet ist. Ein Bild dieser MBE-Anlage ist in Abb. 2.9 zu sehen. Bei den Verdampferquellen handelt es sich um fünf so genannte Knudsenzellen und einen Elektronenstrahlverdampfer, aus denen unterschiedliche Materialien verdampft werden können, welche anschließend auf dem Substrat abgeschieden werden. Die Probe befindet sich auf einem Manipulator, der es erlaubt, die Probe zu drehen und an unterschiedliche Kammerpositionen zu manövrieren. Für das Wachstum ist es wichtig, dass die Probe auf dem Manipulator auf unterschiedliche Temperaturen gebracht werden kann. Hier ist es möglich eine Temperatur im Bereich zwischen $-140\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $+800\text{ }^{\circ}\text{C}$ einzustellen. Der Dampfstrahl wird mittels eines Schwingquarzes auf eine gewünschte Aufdampftrate geregelt, welche im Bereich von etwa $0.03\text{--}0.2\text{ }\text{\AA}/\text{s}$

liegt. Die Atome, die die Oberfläche erreichen, haben somit genügend Zeit, auf ihr zu diffundieren und eingefangen zu werden. Um bei diesen langsamen Wachstumsraten eine Verunreinigung durch Restgas in der Kammer zu verhindern, muss mit Ionengetterpumpen und einer Titansublimationspumpe eine UHV-Umgebung geschaffen werden. Die Anlage besitzt zur Herstellung und Charakterisierungen der Proben weitere Untersuchungsmethoden: Ein Auger-Elektronenspektrometer (Gegenfeld-Apparatur) dient der Überprüfung der Probenoberfläche auf vorhandene Elemente. So kann vor dem Bedampfen durch Auger-Elektronenspektroskopie (Auger electron spectroscopy, AES) sichergestellt werden, sämtliche Verunreinigungen des Substrates entfernt zu haben. Um diese Verunreinigungen zu beseitigen, wurde häufig eine Sputter-Kanone benutzt, welche durch Ar^+ -Ionenbeschuss die Fremdatome entfernt. Ein Massenspektrometer ist vorhanden, um die Restgaszusammensetzung des UHV zu analysieren. Die Kammer enthält ebenfalls eine RHEED- und LEED-Apparatur, um die Substrate und gewachsenen Schichten strukturell zu untersuchen. Die RHEED-Elektronenkanone und der RHEED-Schirm sind so angebracht, dass die Struktur während des Wachstums in-situ bestimmt werden kann. Außerdem verfügt die UHV-Kammer über die Möglichkeit in-situ-Mössbauer-Messungen durchzuführen. Weiterhin ist es möglich, in die Kammer mit gezielten Partialdrucken O_2 -Gas über einen Druckminderer und ein Feinreguliertventil einzulassen.

Die Heteroepitaxie erfordert die Erfüllung einiger Bedingungen in Bezug auf die so genannte Gitterfehlانpassung f und die Oberflächenspannungen an den Grenzflächen. Die Gitterfehlانpassung ist ein Maß dafür, wie weit die Gitterkonstanten der beiden Materialien sich unterscheiden und ist gegeben durch:

$$f = \frac{a_{\text{Schicht}} - a_{\text{Substrat}}}{a_{\text{Substrat}}}. \quad (2.19)$$

Da die Gitterfehlانpassung meist nicht genau Null ist, wächst die Schicht zunächst etwas verzerrt auf dem Substrat auf. Dadurch wird der Netzebenenabstand in den ersten Schichten komprimiert oder gestreckt, je nach dem Vorzeichen von f . Werden die Spannungen zu groß, so treten Versetzungen auf. Die Verzerrungen nehmen im Laufe des Schichtwachstums ab und die

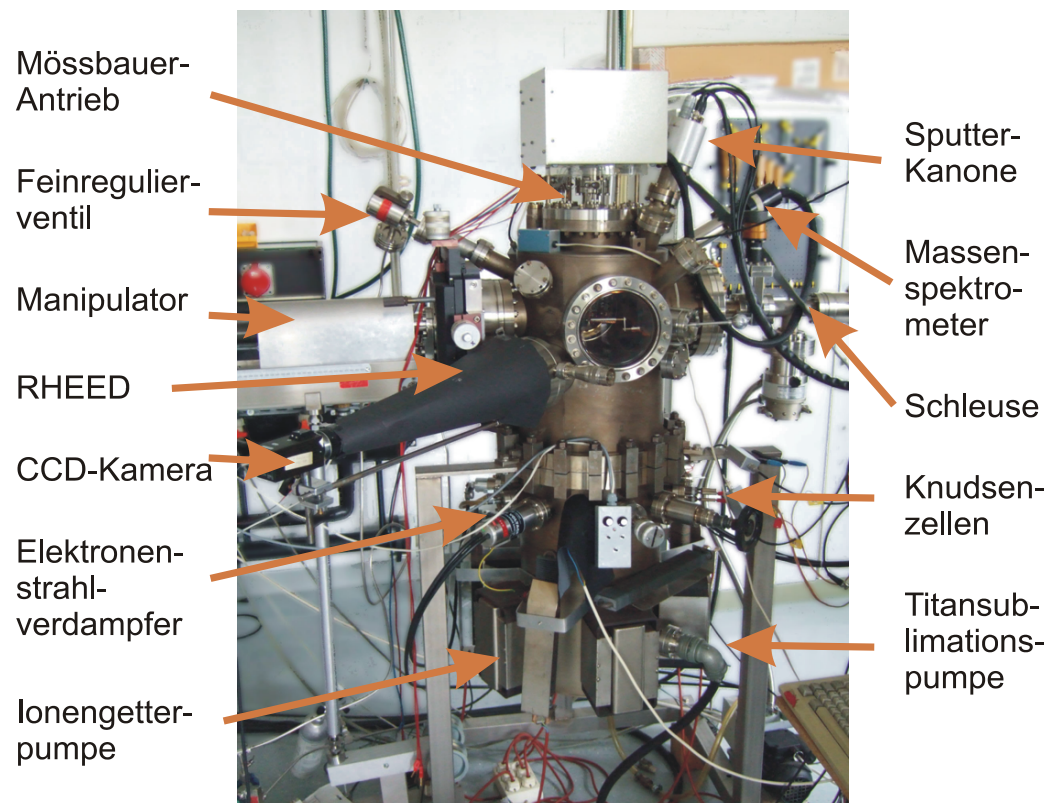


Abbildung 2.9: Bild der MBE-Anlage mit den einzelnen Komponenten.

Struktur nähert sich dem Volumengitter an. Oft tritt auch um 45° verdrehtes Wachstum auf, wenn dadurch eine geringere Fehlanpassung erreicht wird und die Spannungen im aufwachsenden Kristall geringer sind.

Da das Schichtwachstum stark von der Thermodynamik der Oberflächen abhängig ist, spielen die freie Oberflächenenergie der Schicht, $\gamma_{Schicht}$, sowie die des Substrates $\gamma_{Substrat}$ und die freie Grenzflächenenergie γ_{Gr} eine entscheidende Rolle und führen zu drei unterschiedlichen Wachstumsarten:

- Atomares Lagenwachstum oder Frank-Van der Merwe-Wachstum, falls $\gamma_{Substrat} \geq \gamma_{Schicht} + \gamma_{Gr}$.
- Insel- oder Volmer-Weber-Wachstum, falls $\gamma_{Substrat} < \gamma_{Schicht}$, da dies eine Verringerung der Oberflächenenergie zur Folge hat.
- Stranski-Krastanov-Wachstum, welches zunächst mit einem lagenweisen Wachstum beginnt und anschließend in ein Inselwachstum übergeht [40]. Dies kann durch den oben beschriebenen Gitterfehlpass zustande kommen, da die Verspannungsenergie auch als Grenzflächenenergie betrachtet werden kann, und nach wenigen Monolagen das 2D-Wachstum in ein 3D-Wachstum übergehen kann.

Zur Kinetik des Schichtwachstums können vielseitige Prozesse angegeben werden. Dabei kommt es auf die Potentiale an, die ein Atom nach dem Auftreffen auf der Oberfläche erfährt. Daher ist auch die Temperatur bei der Kinetik des Wachstums ein sehr wichtiger Parameter und gewisse Mechanismen lassen sich durch gezielte Temperaturwahl abschalten. Zunächst gibt es den Prozess der Adsorption beim Auftreffen der Atome auf die Oberfläche. Ein Teil der Atome wird adsorbiert, wobei eine gewisse Adsorptionsenergie frei wird, ein gewisser Teil wird aber auch wieder desorbiert. Dieser Prozess ist abhängig vom so genannten Haftkoeffizienten und von der Depositionsrate. Ist das Atom auf der Oberfläche haften geblieben, so kann es zur Oberflächendiffusion kommen. Dabei kann sich das Atom auf einer Terrasse bewegen, wenn es genügend thermische Energie besitzt, die Potentialbarrieren des Gitters zu überwinden. Hierbei ist ausschlaggebend, wie viele Bindungen das Atom aufbrechen muss, um sich weiterzubewegen. Diese Energie ist unterschiedlich

für verschieden orientierte Oberflächen. Findet das Atom Stufen vor, so muss es die Schwöbel-Barriere überwinden, um die Terrasse zu verlassen. Besitzt das Atom nicht die ausreichende Energie, bleibt es an dieser Stufe haften. Das häufig wünschenswerte Lagenwachstum findet also nur dann statt, wenn das Atom zur unteren Stufenkante diffundiert und dort haften bleibt.

2.4.2 Verwendete Substrate: GaAs(001) und GaAs(001)-Strukturen

In diesem Kapitel sollen die für diese Arbeit verwendeten Substrate beschrieben werden. Es handelt sich einerseits um GaAs(001), welches von der Firma Wafer Technology Ltd. bezogen wurde. Auf diese Substrate wurden alle FePt-Proben aufgewachsen. Auch die Fe-Schichten wurden auf diesen Substraten präpariert. Andererseits fanden unterschiedliche GaAs-basierende LEDs Verwendung, um einen optischen Nachweis der Spininjektion erbringen zu können. Dazu wurden auf diesen LEDs Fe-Kontakte als Spinausrichter aufgewachsen und teilweise mit Fe/Tb Vielfachschichten abgedeckt.

Für die Spininjektion sind gerade die Grenzflächen zwischen dem Ferromagneten und dem Halbleiter von besonderer Bedeutung, da beim Durchdringen der Grenzschicht die Elektronen leicht gestreut werden können. Somit kommt es zu einer Erniedrigung der Spinpolarisation. Daher spielt auch die Oberfläche des benutzten Halbleitersubstrats eine wichtige Rolle. Aus diesem Grund soll nun auf die Oberflächenrekonstruktionen des GaAs(001) eingegangen werden, wobei das besondere Interesse der in dieser Arbeit beobachteten (4×6) -Überstruktur gilt. Die GaAs(001)-Oberfläche hat eine hohe technologische Bedeutung. Viele Bauelemente wurden auf dieser Oberfläche präpariert. GaAs ist ein III-V-Verbindungshalbleiter, bei dem die sp^3 -Hybridorbitale des einen Elements mit den sp^3 -Hybridorbitalen des anderen Elements eine vorwiegend kovalente Bindung eingehen. Es bildet sich die Zinkblendestruktur aus, die aus einem fcc-Gitter mit zwei Basisatomen besteht. Die Gitterkonstante liegt bei 5.6533 Å. In Richtung der (001)-orientierten Netzebenen wechseln sich Ga- und As-Atomlagen ab, es ist also eine abwechselnde Schichtfolge von elektropositiven Ga- und elektronegativen As-Atomen. Be-

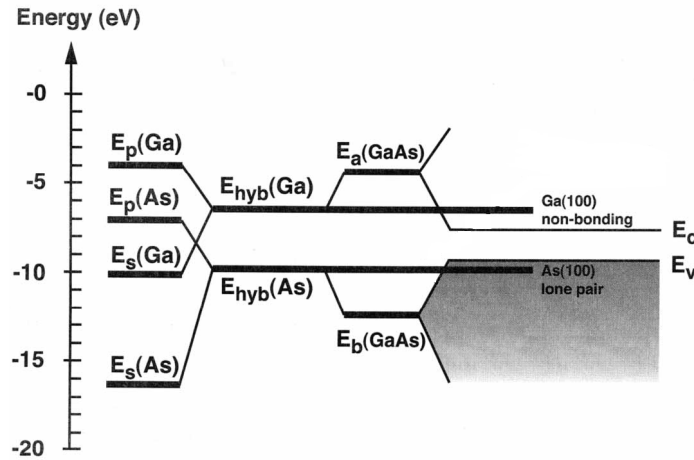


Abbildung 2.10: Energieschema für eine GaAs-Oberfläche mit s und p Zuständen, die sp^3 -Hybridorbitale bilden und bindende bzw. antibindende Zustände ausbilden. Diese Zustände spalten dann in das Leitungsband und das Valenzband auf, wobei die ‘dangling bonds’ des Ga mit dem Leitungs- und die des As mit dem Valenzband vermischen. Nach [41].

trachtet man nun eine idealisierte GaAs(001)-Oberfläche ohne Rekonstruktion, so besteht diese entweder nur aus elektronegativen oder elektropositiven Atomen. Außerdem haben die GaAs(001)-Oberflächenatome zwei nicht gebundene Orbitale, welche aus der Oberfläche ragen (‘dangling bonds’). Sind ‘dangling bonds’ vorhanden, so erhöht sich die Oberflächenenergie stark. Um diesen Energieanstieg wieder auf ein niedrigeres Niveau zu senken, werden Oberflächenrekonstruktionen hervorgerufen. Nach Abb. 2.10 bilden die Hybridorbitale des As das Valenzband und sind somit mit Elektronen gefüllt, das Leitungsband wird durch die Orbitale des Ga gebildet und enthält damit keine Elektronen [41]. Dies gilt auch für die ‘dangling bonds’ der jeweiligen Oberflächen. Die ‘dangling bonds’ vom Ga sind entlang der $[1\bar{1}0]$ Richtung ausgerichtet, die des As entlang $[110]$ [42]. Durch diese ‘dangling bonds’ werden bevorzugt Dimere gebildet, da sich eine kovalente Bindung zwischen den Atomen in einer Energieerniedrigung ausdrückt, wobei diese größer ist als die Energieerhöhung, welche durch Verzerrung der Oberfläche entsteht. Hierdurch lassen sich doppelte Periodizitäten der Oberfläche erklären. Es

gibt viele mögliche Rekonstruktionen für die GaAs(001)-Oberfläche. Einige sind As-reich, wie (2×4) , $c(4 \times 4)$, andere sind Ga-reich, beispielsweise $c(8 \times 2)$ und (4×6) . Im Gegensatz zu den As-reichen Oberflächen sind die Ga-reichen noch immer nicht geklärt, werfen noch viele Fragen auf, und es gibt dafür unterschiedliche Modelle. Da oberhalb einer Temperatur von 560°C As eine höhere Desorptionsrate besitzt als Ga, können durch Erhitzen Ga-reiche Strukturen hervorgerufen werden.

(4×6) -Oberflächenrekonstruktion

Die (4×6) -Oberflächenrekonstruktion der GaAs(001)-Oberfläche zeigt im RHEED-Bild beim Elektroneneinfall entlang der $[110]$ -Richtung drei Zwischenreflexe (Überstrukturereflexe) und entlang $[\bar{1}10]$ fünf Zwischenreflexe. Es gibt unterschiedliche Ansätze, diese Rekonstruktion zu deuten. Xue et al. [43] beschreibt diese Überstruktur als eine wirkliche (4×6) -Struktur, welche die Ga-reichste Phase sei. Hier sind regelmäßig angeordnete Ga-Cluster auf einer (4×2) -Oberfläche angeordnet. Es wird auch berichtet, dass die von Xue et al. angenommenen Strukturen energetisch nicht vorteilhaft seien [44, 45]. Es gab weitere Studien, welche eine Koexistenz von Ga-reichen (4×2) - und As-reichen (2×6) -Oberflächen-Domänen beschreiben [46, 47] und daher von einer pseudo- (4×6) -Oberfläche sprechen. Neuere Studien zweifeln diese Formation jedoch an. Ohtake et al. [48] gehen von einer wahren (4×6) -Rekonstruktion aus, welche Ga-reich ist und auf einer Unterschicht von Ga-Ga-Dimeren eine Ga-As-Dimere Schicht aufweist.

Für die hier hergestellten Proben wurde die GaAs(001)-Oberfläche mit einer (4×6) rekonstruierten Oberfläche gewählt. Sie ist eine Ga-terminierte Oberfläche [49]. Man erhält diese Substratoberfläche durch einen speziellen Säuberungsprozess, der im Folgenden beschrieben werden soll. Das GaAs(001)-Substratstück von etwa $10\text{ mm} \times 11\text{ mm}$ Kantenlänge wurde aus einem 3 Zoll großen Waferstück derart geschnitten, dass die kurze Kante stets entlang der Richtung $[110]$ weist und so auch später noch eine Richtungszuweisung möglich war. Kurz vor dem Einschleusen in die UHV-Kammer wurde das Substrat zunächst in Aceton und anschließend in Propanol getaucht und ab-

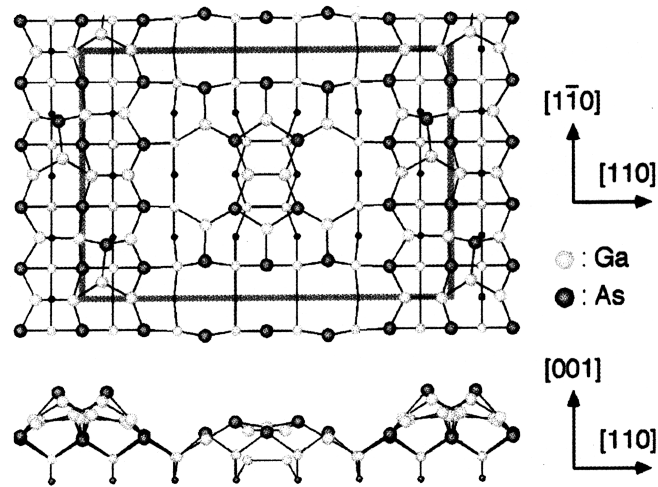


Abbildung 2.11: Strukturmodell für die (4×6) Rekonstruktion der GaAs(001) Oberfläche nach Ohtake et al. [48].

gewischt, um gröbere Verunreinigungen und mögliche Fette zu entfernen. Der eventuell auf der Probe verbliebene Staub konnte mit N_2 -Gas weggepustet werden. Nach diesem chemischen Reinigungsprozess wurde das Substrat auf dem Probenhalter montiert und in die UHV-Kammer eingeschleust. Nach augerspektroskopischer Untersuchung konnten Verunreinigungen mit Kohlenstoff und Sauerstoff nachgewiesen werden. Der Sauerstoff des natürlichen Oxids kann vom Substrat durch Heizen auf 580°C entfernt werden. Dazu wurde die Temperatur für 30 Minuten auf diesem Wert gehalten. Anschließend wurde ein Auger-Spektrum aufgenommen und überprüft, ob die Oberfläche frei von Sauerstoff war. Der Kohlenstoff konnte mit Ar^+ -Ionenbeschuss entfernt werden. Dafür wurde die Probe auf 600°C geheizt und bei dieser Temperatur unter einem Ar-Partialdruck von $5.5 \cdot 10^{-5}$ mbar und einer Ionenenergie von 0.5 keV bei einem Emissionsstrom von 25 mA für 1.5 h behandelt. Die niedrige Energie verhindert eine starke Oberflächenzerstörung. Die hohen Temperaturen beim Säuberungsprozess führen zu einer Ga-terminierten Oberfläche, da As eine höhere Flüchtigkeit besitzt als Ga [50]. Auf ein anschließendes Ausheilen der Probe wurde verzichtet, da sich bei erhöhten Temperaturen schnell unerwünschte Ga-Tröpfchen auf der Oberfläche ausbilden

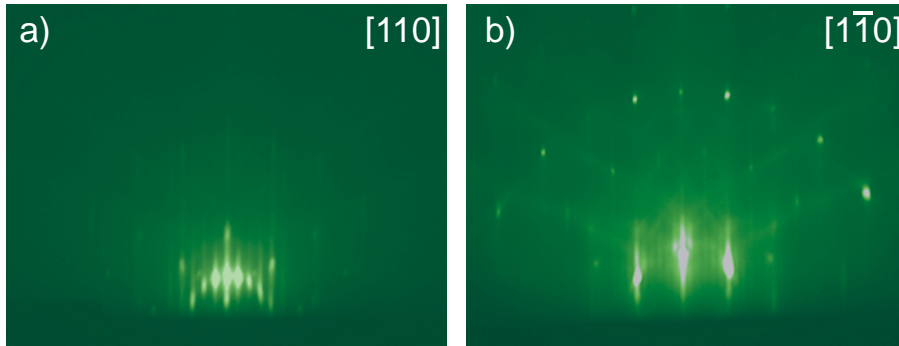


Abbildung 2.12: RHEED-Bilder der sauberen GaAs(001)-(4×6) Oberfläche. (a) Elektronenstrahl entlang [110]-Richtung, (b) Elektronenstrahl entlang $[1\bar{1}0]$ -Richtung (Elektronenenergie 15 keV, 30 μA).

und das Substrat auch ohne Ausheilen eine sehr glatte Oberfläche aufwies. Die RHEED-Reflexe der gesäuberten GaAs(001)-(4×6) Oberfläche sind in Abb. 2.12 zu sehen, in Abb. 2.13 ist das entsprechende LEED-Bild dargestellt. Im RHEED-Bild erkennt man neben den fundamentalen Reflexen je nach einfallender Elektronenstrahlrichtung drei bzw. fünf Überstrukturefflexe der Oberflächenrekonstruktion. Die Reflexe sind auf Lauekreisen angeordnet, und in Abb. 2.12 (b) sind auch Reflexe auf dem zweiten Lauekreis erkennbar. Diese beiden Elektronenbeugungs-Untersuchungen zeigen, dass es sich um eine sehr glatte Oberfläche handelt.

GaAs(001)-basierende LEDs

Die hier verwendeten LEDs (light emitting diodes) sind in der Gruppe von Prof. Dr. A. Wieck und Dr. D. Reuter (Ruhr-Universität Bochum) hergestellt worden. Sie wurden entwickelt, um daran den optische Nachweis der Spininjektion erbringen zu können. Alle LEDs sind auf GaAs(001)-Substraten präpariert worden. Zunächst wurde eine p-GaAs-Schicht (Dotierung mit Kohlenstoff) aufgebracht, dann folgte eine optisch aktive Schicht von GaInAs oder GaAlAs, wobei letztere eine erhöhte Spinlebensdauer aufweist. Im Anschluss daran wurde n-GaAs (Dotierung mit Si) aufgewachsen. Für einige Proben folgte abschließend eine δ -Si-Dotierung, um die Schottky-Barriere

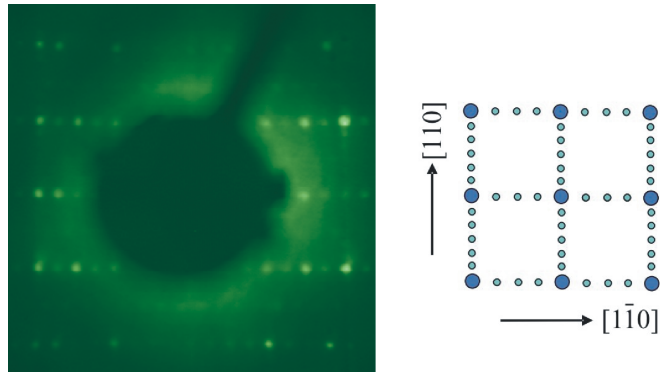


Abbildung 2.13: LEED-Bild der sauberen GaAs(001)-(4×6)-Oberfläche gemessen bei einer Energie von 128 eV. Rechts: schematisches LEED-Bild der GaAs(001)-(4×6)-Oberfläche.

zwischen Fe und n-GaAs schmaler zu machen und so ein einfacheres Tunneln der Elektronen zu erreichen. Da ein üblicher Reinigungsprozess mit erhöhten Temperaturen und Ar^+ -Ionenbeschuss diese LED-Strukturen zerstören würde, wurde alternativ in Bochum eine As-Deckschicht von etwa 200 nm aufgedampft. Diese Deckschicht schützt die LED vor Oxidation und Kontamination, so dass sie in Luft zur MBE-Anlage in Duisburg transportiert werden konnte. Vor dem Einschleusen in die UHV-Kammer wurde auf eine chemische Reinigung verzichtet. Das Substrat wurde dann im UHV auf $400\text{ }^\circ\text{C}$ erhitzt und dadurch die As-Deckschicht desorbiert. Der Druck in der UHV-Kammer stieg während der Desorption auf etwa $1\cdot 10^{-7}$ mbar an. Wenn der Druck wieder abzusinken begann, wurde die Probenheizung abgeschaltet. Nach Abkühlen auf Raumtemperatur konnten auf dem RHEED-Schirm Reflexe mit einer (2×2) -Überstruktur beobachtet werden, wie sie in Abb. 2.14 zu sehen sind. Diese Überstruktur deutet auf eine As-reiche Oberfläche hin.

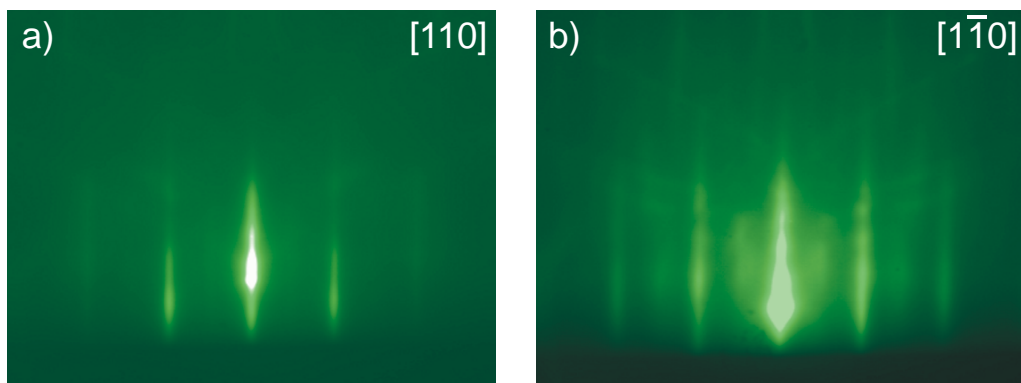


Abbildung 2.14: RHEED-Bilder einer sauberen GaAlAs-LED(001)-Oberfläche nach Desorption der As-Deckschicht mit einfallendem Elektronenstrahl entlang der (a) $[110]$ - und (b) $[1\bar{1}0]$ -Richtung. (Elektronenenergie 15 keV, $30 \mu\text{A}$).

Kapitel 3

Ergebnisse und Diskussion: FePt-L1₀-Schichten auf GaAs(001)-(4×6)

3.1 Einführende Bemerkungen

Dünne Filme mit einer starken senkrechten magnetischen Anisotropie sind von besonderem technologischem Interesse. Flächenzentrierte tetragonale Legierungen, wie sie in CoPt, FePd und FePt in der L1₀-Phase vorliegen, weisen eine solche starke magnetische Anisotropie auf. Diese Phase besteht aus abwechselnd gestapelten Monolagen (ML) der beiden Elemente [51]. Diese ML wechseln sich entlang der c-Achse der tetraedrisch flächenzentrierten (fcc)-Einheitszelle ab, wobei die c-Achse entlang der Filmnormalen gerichtet ist (Abb. 3.1). Das Verhältnis der Gitterkonstanten c (entlang [001]-Richtung) zur Gitterkonstanten a (entlang der [100]- bzw. [010]-Richtung) bei FePt-L1₀ liegt im Bereich $0.96 \leq c/a \leq 0.98$ [52, 53]. Die Gitterkonstanten liegen bei $a = b = 3.846 \text{ \AA}$ und $c = 3.724 \text{ \AA}$ [54]. Für geordnetes FePt wurden sehr starke magnetische Anisotropien von $1.6 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ theoretisch vorhergesagt [55, 56] und ebenfalls experimentell mit $K_U > 10^6 \text{ J/m}^3$ an MBE-gewachsenen FePt-Schichten bestätigt [57]. Ein großer magnetooptischer-Kerr-Effekt von 0.8° bei einer Photonenenergie von 2 eV macht FePt in-

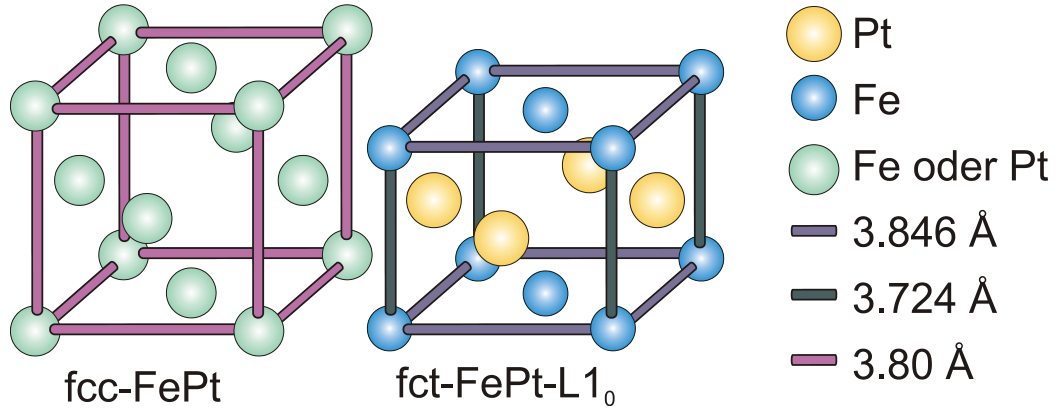


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der ungeordneten fcc-Struktur des FePt (linkes), sowie der geordneten FePt-L1₀-Struktur (rechts) mit den dazugehörigen Gitterkonstanten.

interessant für magnetooptische Anwendungen. Da die magnetischen Eigenschaften, und insbesondere die durch eine magnetokristalline Anisotropie, stark von den strukturellen Bedingungen abhängen, ist der chemische Ordnungsgrad der Legierungen von besonderer Bedeutung. Neben ihrer potentiellen Bedeutung als senkrechtes Datenspeichermedium wurde kürzlich eine weitere mögliche Anwendung dieser hartmagnetischen FePt-Schichten von Sinsarp et al. [23] vorgeschlagen. Hier wurden FePt-Schichten auf einer GaAs-basierenden LED und einer Tunnelbarriere aus MgO aufgebracht. So konnte die Schicht als senkrecht magnetisierter Spinausrichter in Remanenz fungieren, ohne ein Feld von außen anlegen zu müssen, wie dies sonst für solche Messungen nötig ist.

Abb. 3.2 zeigt das Phasendiagramm für binäre Fe_xPt_{100-x}-Legierungen. Unterhalb der Ordnungstemperatur von 1573 K liegt Fe₅₀Pt₅₀ in der tetragonal verzerrten L1₀-Phase vor. Oberhalb dieser Temperatur ist die kubisch flächenzentrierte (fcc)-Phase stabil (Abb. 3.1) mit einer Gitterkonstante $a = b = c = 3.80 \text{ Å}$ [54]. Dieser Übergang ist ein Phasenübergang 1. Ordnung und wird durch Volumendiffusion hervorgerufen [58]. Die hohe Ordnungstemperatur verhindert jedoch eine Ordnung bei niedrigen Temperaturen, da die Volumendifusionsprozesse dann extrem langsam verlaufen. Im Falle dün-

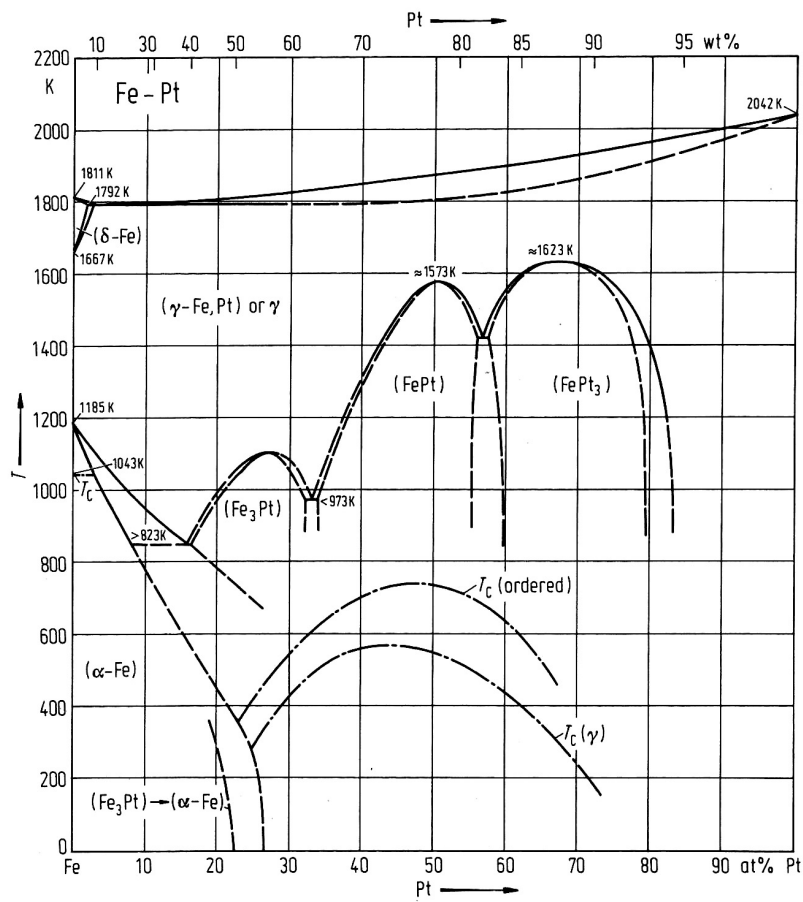


Abbildung 3.2: Phasendiagramm binärer FePt-Legierungen [54].

ner Schichten auf reaktiven Substraten müssen Wachstumstechniken benutzt werden, die eine geordnete Struktur bei niedrigen Wachstumstemperaturen erzeugen. In der Literatur werden unterschiedliche Methoden zur Herstellung der FePt-L1₀-Struktur beschrieben. Da diese Struktur aus sich abwechselnden Monolagen von Fe und Pt besteht, bietet sich ein alternierendes Monolagenwachstum der beiden Elemente an, um bei geringen Wachstumstemperaturen eine solche Struktur künstlich zu erzeugen [59–63]. Jedoch werden auch hier Aktivierungsenergien oberhalb RT benötigt. Eine weitere Möglichkeit, FePt in der L1₀-Struktur zu erzeugen, ist eine Lagenabscheidung mit anschließendem thermischem Anlassen der Probe. Die Multilagen bestehen aus dickeren Fe- und Pt-Schichten, welche abwechselnd auf das Substrat aufgebracht werden [64, 65]. Lairson et al. [65] haben beispielsweise acht Bilagen von Fe (23 Å)/Pt (30 Å) auf eine 200 Å dicke Pt-Pufferschicht auf MgO-Substrat bei 100 °C aufgedampft und anschließend bei 475 °C für 14 h angelassen. Werden die Bilagen-Schichten dünner gewählt [66] wird die benötigte Anlasstemperatur kürzer. Als dritte Herstellungsmethode für die FePt-L1₀-Struktur soll die Kodeposition erwähnt werden. Dabei gibt es die Möglichkeit des Kosputterns [52, 67–72] und des Koverdampfens in einer MBE-Anlage [73–75]. Ein guter Übersichtsartikel über Struktur und Magnetismus von chemisch geordneten binären Legierungen wurde von Cebollada et al. [76] verfasst.

Bei den meisten bisherigen Untersuchungen wurden dünne FePt-Schichten auf MgO(001) präpariert. In dieser Arbeit wurden epitaktische L1₀-geordnete FePt(001)-Filme auf Pt(001)/Fe(001)/GaAs(001) untersucht. Um dieses hartmagnetische Material für spinelektronische Anwendungen interessant zu machen, ist es sinnvoll, als Substrat einen Halbleiter zu wählen. Zur Herstellung wurden alternierendes Monolagenwachstum oder Koverdampfen mittels MBE gewählt. Es wurden stöchiometrische und nichtstöchiometrische Legierungen präpariert. Die strukturellen Eigenschaften dieser Proben wurden in-situ während des Wachstums mit RHEED untersucht. Es konnten RHEED-Intensitätsoszillationen beobachtet werden, die Aufschluss über die Art des Wachstums geben. Die chemisch ungeordnete Phase von FePt besitzt eine fcc-Struktur, im Gegensatz dazu liegt die L1₀-Struktur in der fct-Struktur vor. Die magnetischen Eigenschaften sind auf Grund der Symmetriebrechung der

fct-Phase stark von der Struktur des FePt geprägt, und daher ist eine genauere Untersuchung der Schichten mittels Röntgenbeugung ex-situ durchgeführt worden. Für alle Proben wurde der langreichweitige chemische Ordnungsparameter S röntgenographisch über die Intensitäten der (001)- und (002)-Reflexe der FePt-Phase ermittelt. Die lokale magnetische Charakterisierung erfolgte ex-situ durch ^{57}Fe -CEMS-Messungen. Es wurden auch ergänzende magneto-optische Kerr-Effekt-(MOKE-)Untersuchungen in Kooperation mit Dr. T. Schmitte und Dr. A. Westphalen (Ruhr-Universität-Bochum, AG Prof. H. Zabel) durchgeführt.

3.2 Herstellung und strukturelle Charakterisierung der FePt-Schichtsysteme

Die untersuchten Proben wurden in einer UHV-Anlage hergestellt, welche für Molekularstrahlepitaxie ausgelegt ist (siehe Kapitel 2.4.1). Es sind folgende Oberflächenanalysegeräte in der Anlage vorhanden: RHEED, LEED und AES. GaAs(001) wurde wie in Kapitel 2.4.2 beschrieben gereinigt. Nach dieser Reinigungsprozedur waren Verunreinigungen auf der Oberfläche mittels AES nicht mehr nachweisbar. RHEED und LEED-Bilder zeigten eine pseudo-(4×6) Überstruktur, welche einer Ga-terminierten Oberfläche entspricht [77]. Das für die folgenden Schichten verwendete natürliche Fe (^{nat}Fe) war hochrein (99.9985 %) und hat eine ^{57}Fe -Isotopenhäufigkeit von 2.2 %. Das für die Mössbauer-Untersuchungen wichtige ^{57}Fe ist zu 95 % angereichert und weist laut Hersteller (Fa. Chemotrade, Düsseldorf) eine Reinheit von 99.95 % auf. Es lag in Form von metallischen Blechstücken vor. Für Pt ist ein Reinheitsgrad von 99.99 % angegeben. Verdampft wurden die Materialien aus widerstandsgeheizten Knudsenzellen (Fe) mit Al₂O₃-Einsatz und einem Elektronenstrahlverdampfer (Pt).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Serien von FePt-Proben hergestellt und untersucht. Für alle Proben wurde zunächst auf das gereinigte GaAs(001)-(4×6)-Substrat eine Keimschicht aus ^{nat}Fe bei Raumtemperatur (RT) aufgedampft, welche für einige Proben eine Dicke von 4.3 Å, für andere

30 Å aufwies. Diese epitaktische Keimschicht ist notwendig, damit ein Wachstum der weiteren Schichten in [100]-Richtung erfolgt. Anschließend wurde bei allen Proben eine 60 Å Pt-Pufferschicht bei einer Wachstumstemperatur T_S aufgebracht. Bei den nachfolgenden Fe/Pt-Schichten wurde dieselbe Wachstumstemperatur T_S gewählt wie bei der Pt-Pufferschicht. Folgende drei Probenserien wurden präpariert:

1. Für die erste Probenserie folgten dann 30 alternierende Schichtpaare von je 1.4 Å (1 ML) ^{57}Fe und 2.0 Å (1 ML) Pt, welche somit künstlich die L1₀ Struktur erzeugten. Die Gesamtdicke dieser FePt-Schichten betrug etwa 110 Å. Die Temperaturen wurden hierbei zwischen $T_S = 200$ °C und 400 °C variiert. Die alternierende Schichtfolge entstand für die bei $T_S = 200$ °C hergestellte Probe durch den Einsatz eines Shutters, der die Deposition des jeweils zu verdampfenden Materials freigab. Für die anderen wurden die alternierenden Schichtfolgen durch Aufheizen und Abkühlen des jeweils benötigten Verdampfers erreicht. Hier wurde kein Shutter benutzt. In dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass dieser Unterschied in der Präparation keinen Einfluss auf die strukturellen und magnetischen Eigenschaften der Proben hat.
2. Bei der zweiten Serie wurden 100 Å $^{57}\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ auf der Pufferschicht durch Koverdampfen der beiden Materialien abgeschieden. Auch bei dieser Serie wurde die Wachstumstemperatur zwischen 150 °C und 350 °C verändert.
3. Die dritte Serie beinhaltet durch Koverdampfen hergestellte nichtstöchiometrische Legierungsfilme $\text{Fe}_x\text{Pt}_{100-x}$ von ebenfalls 100 Å Dicke, wobei die ^{57}Fe -Konzentration im Bereich von 38 at.% bis 62 at.% variierte.

Zum Schutz vor Oxidation wurden alle Schichten mit 40 Å Pt abgedeckt. Der Druck in der UHV-Anlage während der Präparation betrug weniger als $8 \cdot 10^{-10}$ mbar. Die Proben sind in Tab. 3.1 mit den unterschiedlichen Parametern zusammengestellt. In Abb. 3.3 ist der Aufbau der Proben schematisch zu sehen.

Tabelle 3.1: FePt-Probenbezeichnungen und deren Herstellungsparameter. Proben mit der Bezeichnung LW sind im künstlichen Lagenwachstum hergestellt worden, solche mit KO sind durch Koverdampfen erzeugt worden. T_S ist die Substrattemperatur während der FePt-Schichtherstellung, und x ist die Fe-Konzentration der Legierungsschichten. (d_{seed} = Dicke der Fe-Keimschicht)

Probe	T_S (°C)	(Fe _x Pt _{100-x}) x	d_{seed} (Å)	Fe Rate (Å/s)	Pt Rate (Å/s)
LW43_200	200	-	4.3	0.03	0.04
LW43_280	280	-	4.3	0.03	0.04
LW43_300	300	-	4.3	0.03	0.04
LW43_350	350	-	4.3	0.03	0.04
LW43_400	400	-	4.3	0.03	0.04
LW30_350	350	-	30	0.03	0.04
LW30_400	400	-	30	0.03	0.04
KO50_150	150	50	30	0.03	0.04
KO50_200	200	50	30	0.03	0.04
KO50_300	300	50	30	0.03	0.04
KO50_350	350	50	30	0.03	0.04
KO38_350	350	38	62	0.025	0.052
KO45_350	350	45	55	0.025	0.39
KO55_350	350	55	45	0.035	0.037
KO62_350	350	62	38	0.04	0.031

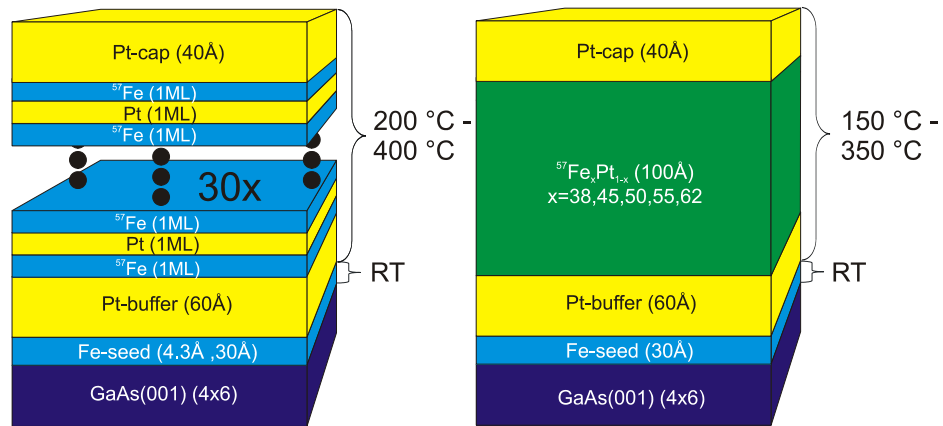


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung zum Aufbau der FePt Proben. Links die Struktur beim Lagenwachstum (LW) und rechts der Aufbau der stöchiometrischen sowie nichtstöchiometrischen koverdampften Legierungsfilme (KO).

Die Depositionsraten wurden klein gewählt, um den auftreffenden Atomen genügend Zeit zu geben sich auf der Oberfläche anzuordnen. Für Fe lag sie bei 0.03 Å/s , für Pt bei 0.04 Å/s , bei den nichtstöchiometrischen Proben mussten diese Raten leicht korrigiert werden (Tab. 3.1), um die gewünschte Zusammensetzung zu erhalten. Die Raten wurden mittels eines kalibrierten Quarzkristall-Oszillators bestimmt, die Temperaturen wurden mit einem Thermoelement, welches am Probenhalter befestigt war, gemessen.

Um Aussagen über das Wachstum der Schichten machen zu können, wurden Aufnahmen der RHEED-Reflexe jeweils nach den verschiedenen abgeschlossenen Schichten mit der CCD-Kamera gemacht. Die in Abb. 3.4 - beispielhaft für alle anderen Proben - gezeigten streifigen RHEED-Reflexe der Probe LW43_280 zeugen von epitaktischem Wachstum flacher Schichten für die gesamte Probe einschließlich der Pt-Deckschicht. Die Pt-Pufferschicht wächst mit der epitaktischen Orientierung $\text{FePt}(001)$, $\text{Pt}(001)[110] \parallel \text{GaAs}(001)[100]$ auf.

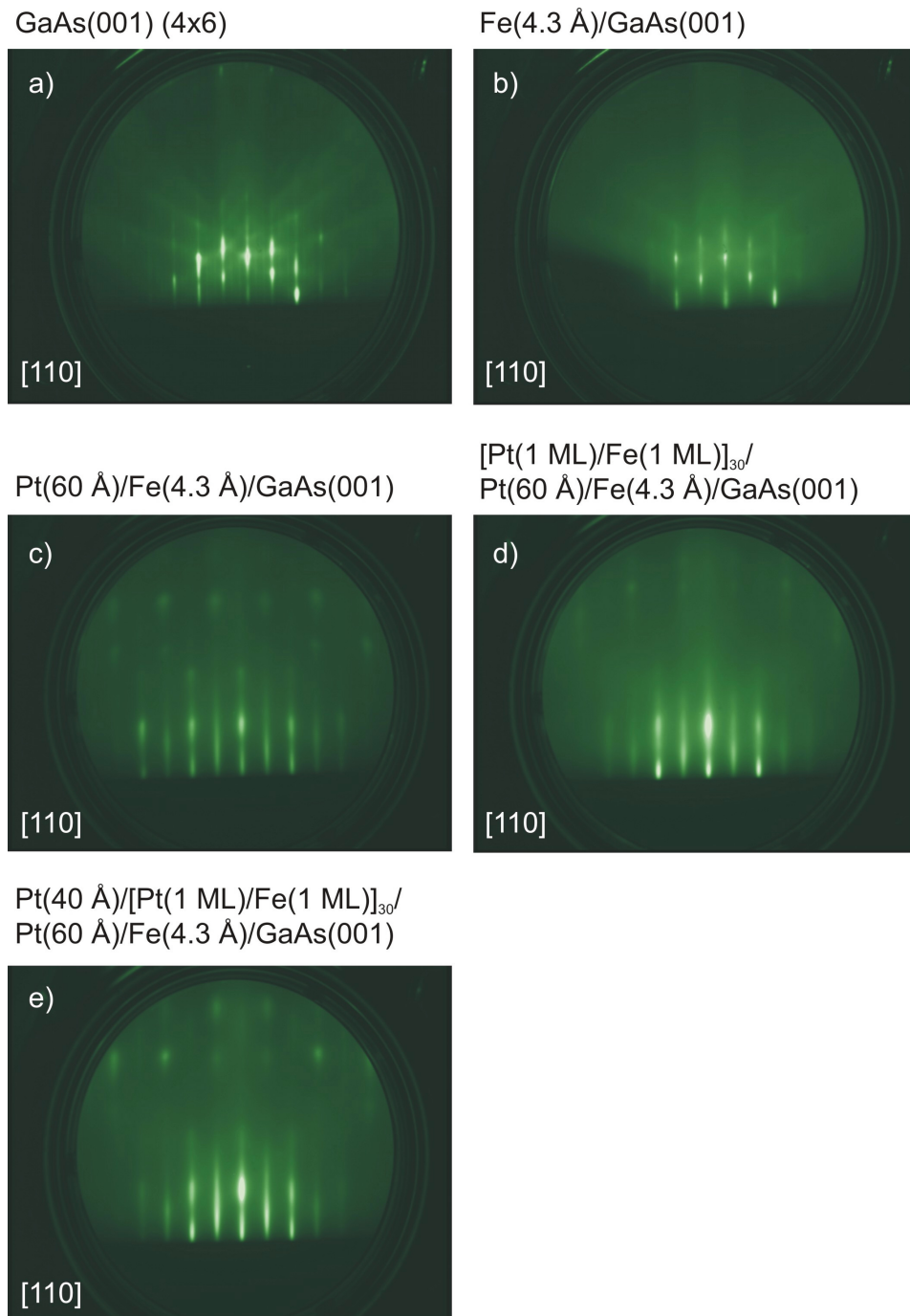


Abbildung 3.4: RHEED-Bilder der einzelnen Schichten am Beispiel der Probe LW43_280 ($T_S = 280$ °C). a) GaAs(001) (4×6) Substrat, b) Fe-Keimschicht, c) Pt-Pufferschicht, d) [Fe(1.4 Å)/Pt(2.0 Å)]₃₀-Schicht, e) Pt-Deckschicht (Elektroneneinfall entlang [110]-Azimutrichtung, Energie 15 keV, 30 μ A).

3.3 RHEED-Untersuchungen

3.3.1 FePt-Filme bei alternierendem Lagenwachstum

In diesem Abschnitt soll das Wachstum der (nominell) lagenweise bei verschiedenen Temperaturen präparierten FePt-Vielfachschichten genauer untersucht werden. Dazu wurden zunächst in der diffusen Streugeometrie die Intensitäten in der Nähe des (0,0)-Reflexes als Funktion der Aufdampfzeit gemessen. Unter diesen Bedingungen steigt die Intensität für halbbedeckte Monolagen (ML) (raue Oberfläche) an und nimmt für geschlossene ML (glattere Oberfläche) ab. Die Ergebnisse für die bei $T_S = 200\text{ }^\circ\text{C}$ gewachsene Probe LW43_200 sind in Abb. 3.5 (a) dargestellt. Die Zeitskala zeigt nur die reine Depositionszeit an. Die Wartezeiten, während der der Shutter geschlossen war, sind von der Gesamtdepositionsdauer abgezogen worden. In Abb. 3.5 sind klare RHEED-Intensitätsoszillationen zu erkennen. Es ist ersichtlich, dass die Intensität beim Aufdampfen der Fe-Schichten zunimmt, wohingegen sie während des Bedampfens mit Pt abnimmt. Die Oberfläche wird also durch die Fe Deposition rauer, anschließend durch das sich abscheidende Pt wieder glatter, weil das Pt die Lücken zwischen den entstandenen Fe-Inseln wieder auffüllt. Für das Fe reicht die Substrattemperatur also nicht aus, um Oberflächendiffusion zu gewährleisten, welche zu geschlossenen Monolagen führt. Die L1₀-Struktur kann also nicht hinreichend bei einer Wachstumstemperatur von $T_S = 200\text{ }^\circ\text{C}$ erreicht werden. Dieses Ergebnis stimmt mit dem der Röntgenbeugung (Kapitel 3.4.1) überein. In Abb. 3.5 (b) sind die RHEED-Intensitäten der Probe LW30_350 aufgetragen, welche im spekularen RHEED-Reflex-Bereich [(0,0)-Reflex] aufgenommen wurden. Für diese Streugeometrie nimmt die Intensität bei einer geschlossenen ML (glattere Oberfläche) zu, bei einer halbgeschlossenen ML (rauere Oberfläche) nimmt sie ab. Die Zeitskala in Abb. 3.5 (b) entspricht der totalen Depositionsrate inklusive der Wartezeiten für das Abkühlen und Aufheizen der Verdampfer. Bei der Wachstumstemperatur dieser Probe LW30_350 von $T_S = 350\text{ }^\circ\text{C}$ findet das Wachstum Lage für Lage statt. Die tiefen Minima entsprechen halben ML von Fe bzw. Pt und zeugen von einer maximalen Rauigkeit. Über- und

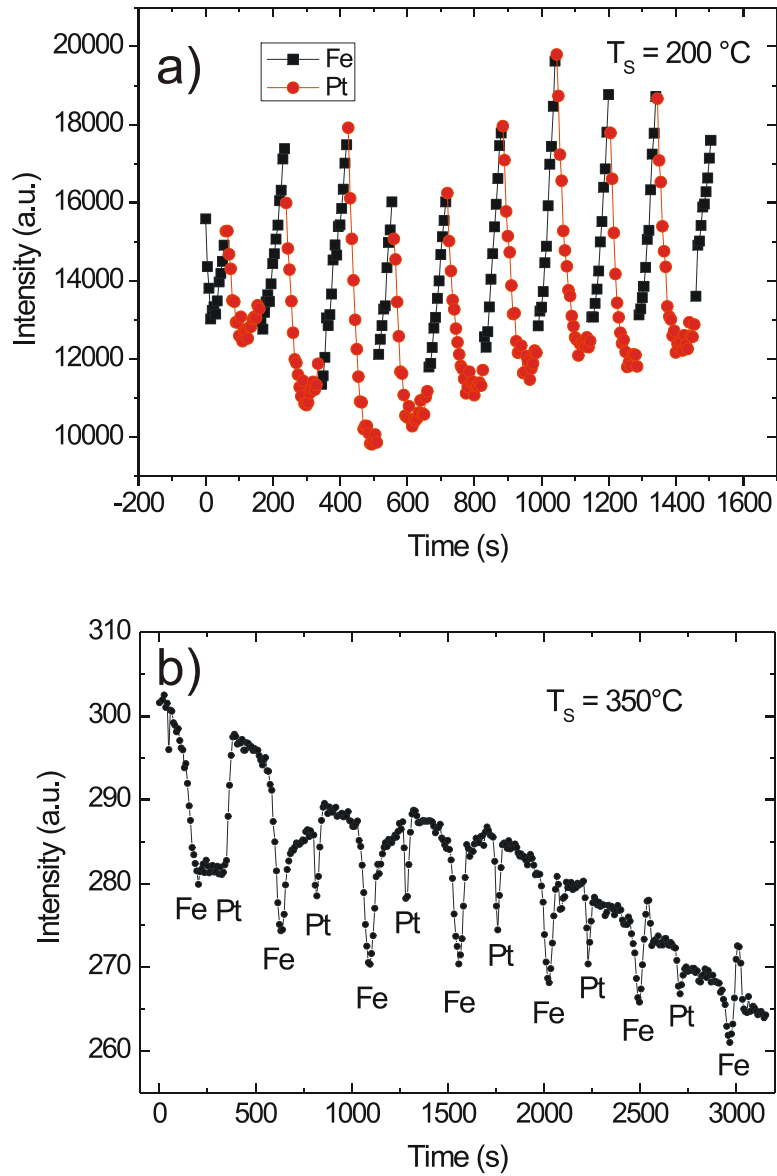


Abbildung 3.5: RHEED-Intensitätsoszillationen der FePt-Schichtsysteme im nominellen Lagenwachstum in Abhängigkeit von der Aufdampfzeit für Probe LW43_200 (a) und Probe LW30_350 (b). Die Minima im unteren Bild entsprechen jeweils einer halben ML.

unterhalb der halben ML-Bedeckung steigen die Intensitäten sowohl für Pt als auch für Fe an, gleichbedeutend mit einer glatten Oberfläche. Dies lässt darauf schließen, dass die L1₀-Struktur bei $T_S = 350\text{ °C}$ besser ausgebildet wird. Auch dies wird durch die Röntgenbeugung in Kapitel 3.4.1 bestätigt.

Da der Abstand der RHEED-Reflexe umgekehrt proportional zum lateralen planaren Gitterabstand (senkrecht zur Einfallrichtung) ist, können anhand der RHEED-Aufzeichnungen Aussagen über die relative Änderung des lateralen Gitterabstandes während des Wachstums gemacht werden. Dazu wurde die Intensität entlang einer horizontalen Linie im RHEED-Bild (z. B. in Abb. 3.4) gemessen ('line scan') und in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Die bei jedem 'line scan' gemessenen Peaks wurden mit Gaußfunktionen und einem parabolischen Untergrund angepasst und auf diese Weise die Peakpositionen und Reflexabstände im k-Raum bestimmt. Die Ergebnisse für die Proben LW43_200 und LW30_350 sind in Abb. 3.6 zu sehen. Die anfänglichen Reflexabstände wurden auf die Pt-Massivgitterkonstante $a = 3.9231\text{ Å}$ [78] normiert. Für die bei 200 °C gewachsene Probe (Abb. 3.6 (a)) kann man deutliche Oszillationen der Gitterkonstante in Abhängigkeit von der Bedampfungszeit erkennen. Auch hier ist die Zeitskala wie in Abb. 3.5 die reine Depositionsdauer, die Wartezeiten (geschlossener Shutter) wurden subtrahiert. Solche Oszillationen sind ein Beweis für Inselwachstum bei 200 °C, was gleichbedeutend ist mit unvollständigem Lagenwachstum und unvollständiger L1₀-Struktur. Die Werte der Gitterkonstanten liegen stets höher als die von massivem FePt-L1₀. Man weiß, dass Oszillationen der planaren Gitterkonstanten während des Wachstums in heteroepitaktischen Schichten durch eine Fehlanpassung zwischen Film und Substrat hervorgerufen werden [79–81]. Im Allgemeinen sind dann die in-plane-Gitterkonstanten in den Inseln gestreckt oder kontrahiert. Hier liegt also eine Streckung vor, welche mit einer Kontrahierung der out-of-plane-Gitterkonstanten einhergehen muss. Dies konnte auch durch Röntgenbeugung bestätigt werden (Kapitel 3.4.1). Die in-plane-Fehlanpassung zwischen der Pt-Pufferschicht und der FePt-Schicht beträgt für ein um 45 ° verdrehtes Wachstum von Fe(001) und Pt(001) ungefähr 3 %. In Abb. 3.6 (b) ist die planare Gitterkonstante der bei 350 °C gewachsenen Probe dargestellt. Bei dieser Probe sind keine

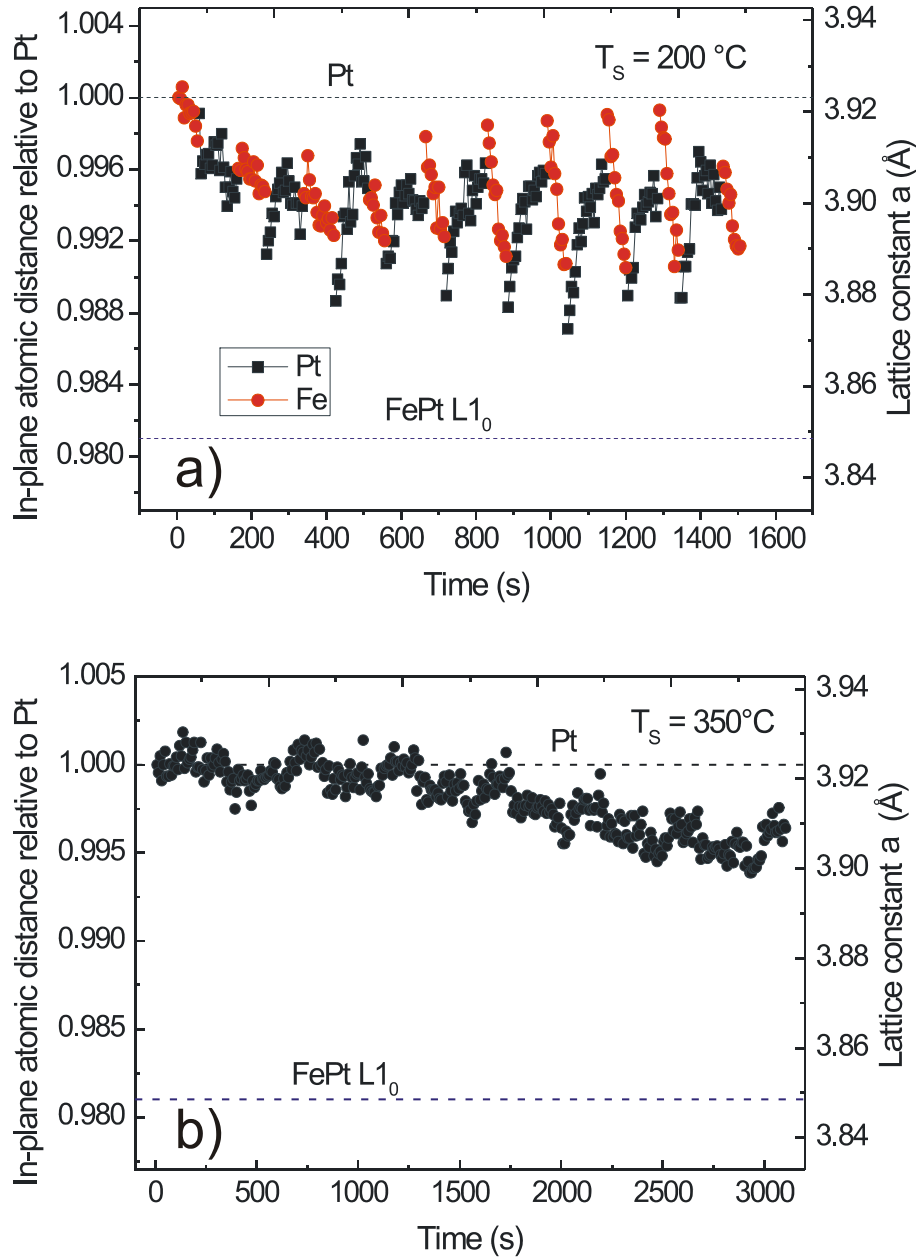


Abbildung 3.6: Mittels RHEED erhaltene planare Gitterkonstantenänderung während des Wachstums von Probe LW43_200 (a) und Probe LW30_350 (b).

ausgeprägten Oszillationen zu erkennen. Zunächst bleibt die Gitterkonstante nahezu bei dem Wert von Pt, und anschließend erfolgt eine langsame Abnahme. Allerdings wird auch hier der Wert für massives FePt innerhalb der Messzeit nicht erreicht.

3.3.2 Koverdampfte Fe₅₀Pt₅₀-Legierungsschichten

Während des Wachstums dieser FePt-Legierungsfilme wurden ebenfalls mittels der CCD-Kamera Aufnahmen der RHEED-Reflexe aufgezeichnet. Die aus diesen Aufzeichnungen erhaltene Intensitätsschwankungen des (0,0)-Reflexes (spekularer Reflex) sind in Abb. 3.7 (a) dargestellt. Da für alle Proben RHEED-Oszillationen erkennbar sind, handelt es sich stets um Lagenwachstum, wenn auch die bei 150 °C hergestellte Probe keine besonders ausgeprägten Oszillationen zeigt. Die RHEED-Oszillationen weisen eine Periode von etwa 50 s auf. Das ist gleichbedeutend mit einer Schichtdicke von 2 ML (gemessen mit dem Quarz-Oszillator), so dass hier jeweils eine Elementarzelle eine Wachstumslage darstellt. Diese Art des Wachstums ist bereits von Gehanno et al. [82] bei FePd-L1₀-Legierungsschichten für Wachstumstemperaturen von 327 °C ebenfalls nachgewiesen worden. Das Wachstum von FePd bei 27 °C erfolgte monolagenweise und ergab eine ungeordnete fcc-Struktur.

In Abb. 3.7 (b) sind die aus den RHEED-Reflexabständen ermittelten lateralen Gitterabstände (auf Pt normiert) abgebildet. Auch bei diesen Proben wird nach 1000 s keine Sättigung erreicht. Es ist jedoch ersichtlich, dass mit steigender Wachstumstemperatur die FePt-L1₀-Massivgitterkonstante schneller erreicht wird. Die Probe KO50_350 unterschreitet sogar bei etwa 800 s Wachstumsdauer bereits die FePt-L1₀-Massivgitterkonstante.

3.3.3 Koverdampfte nichtstöchiometrische Fe_xPt_{100-x}-Legierungsschichten

RHEED-Intensitätsoszillationen konnten auch für diese Proben beobachtet werden, wie in Abb. 3.8 (a) zu sehen ist. Es wurde wieder die Intensität des

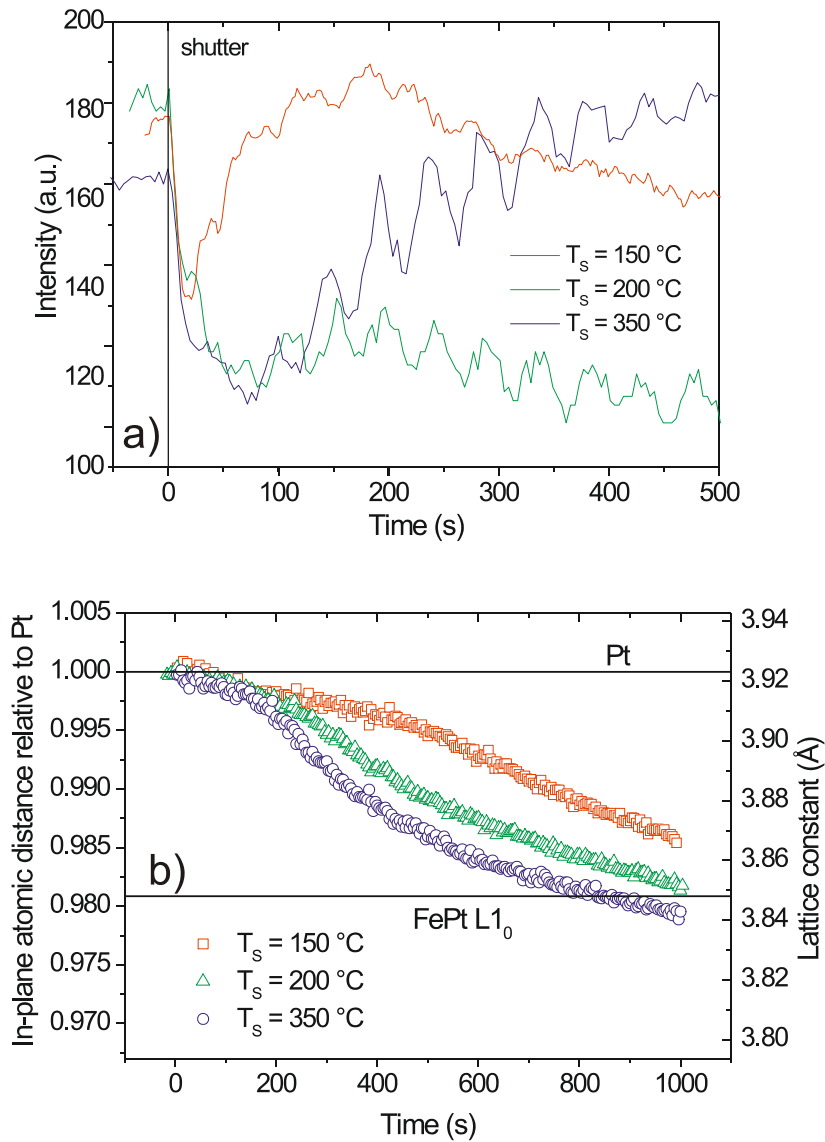


Abbildung 3.7: (a) RHEED-Intensität während des Wachstums der koverdampften Fe₅₀Pt₅₀- Legierungsschichten in Abhängigkeit von der Depositionsdauer für unterschiedliche Substrattemperaturen T_s von 150 °C (KO50_150), 200 °C (KO50_200) und 350 °C (KO50_350). (b) Änderung der planaren Gitterkonstanten in Abhängigkeit von der Aufdampfzeit für koverdampfte Fe₅₀Pt₅₀-Legierungsschichten.

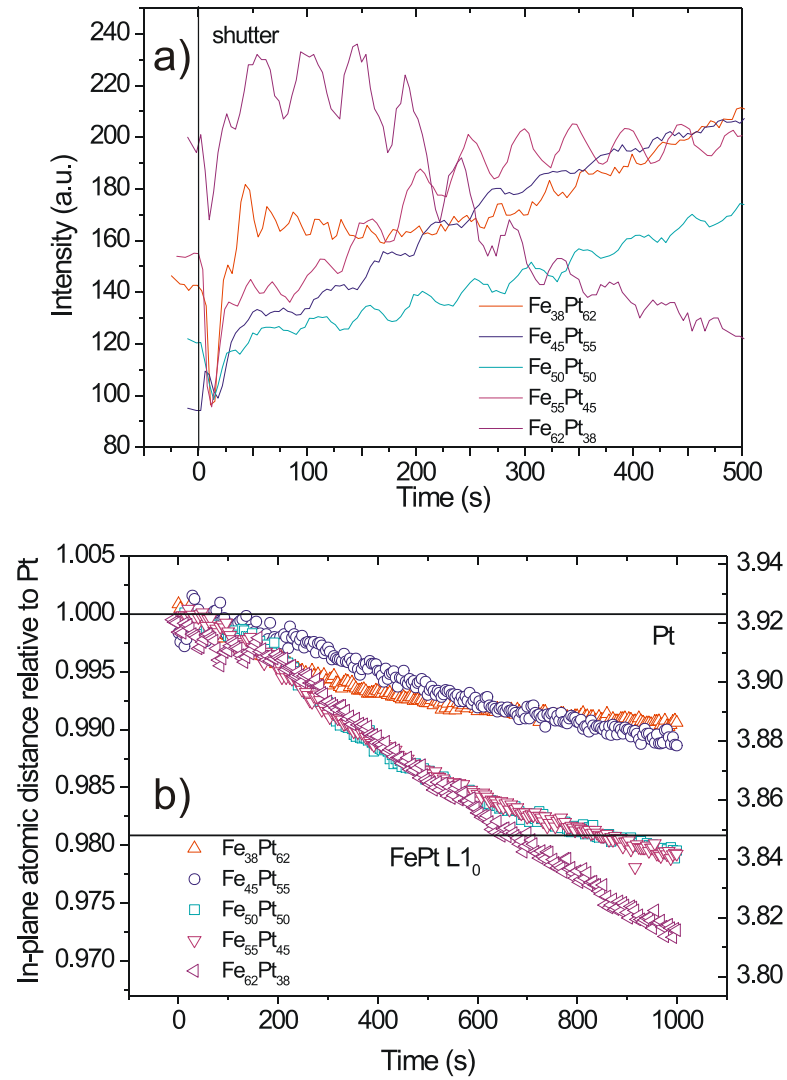


Abbildung 3.8: (a) RHEED-Intensität während des Wachstums der nichtstöchiometrischen Fe_xPt_{100-x}-Legierungsschichten in Abhängigkeit von der Depositionsdauer für unterschiedliche Fe-Konzentrationen. (b) Änderung der planare Gitterkonstante der nichtstöchiometrischen Fe_xPt_{100-x}- Legierungsfilme.

spekularen (0,0)-Reflexes gemessen. Hier ist mit einer Ausnahme wieder ein Einheitszellenwachstum zu erkennen, also eine geschlossene Lage nach dem Aufwachsen von 2 ML FePt. Die Ausnahme ist in diesem Fall die Probe KO38_350. Diese Probe mit dem geringsten Fe-Anteil aller hier beschriebenen Schichten scheidet sich monolagenweise ab, erkennbar an den Intensitätsoszillationen (Abb. 3.8 (a)) mit der halben Periodendauer im Vergleich zu den anderen Proben. Die in Abb. 3.8 (b) dargestellten planaren Gitterparameter während des Wachstums zeigen eine sehr unterschiedliche Entwicklung in Abhängigkeit von der Legierungszusammensetzung. Für die Probe mit dem kleinsten Fe-Anteil $x = 38 \text{ at.}\%$ (KO38_350) ist nach 1000 s eine Sättigung eingetreten, welche einem Wert von etwa 3.89 \AA entspricht. Die anderen Legierungsschichten erreichen nach dieser Zeit noch keinen Sättigungswert. Mit steigender Fe-Konzentration wird die erreichte planare Gitterkonstante kleiner. Dies ist durch die Atomgrößen bedingt. Fe ist kleiner als Pt und kann somit dichter gepackt sein. Die Proben KO50_350, KO55_350 sowie KO62_350 unterschreiten während der Messzeit schon den planaren Gitterabstand des FePt-L1₀-Massivwertes. Die Fe-reichen Legierungen scheinen sich also langsam der Struktur von Fe₃Pt zu nähern. Diese Phase liegt im fcc-Gitter vor und hat eine Gitterkonstante von $a = 3.74 \text{ \AA}$ [83]. Ebenso nähern sich die Pt-reichen Legierungen der fcc FePt₃-Struktur mit einer Gitterkonstanten von $a = 3.86 \text{ \AA}$ [84] an.

3.4 Röntgenbeugung

3.4.1 FePt-Filme bei alternierendem Lagenwachstum

An den Proben wurden Weitwinkel-Röntgen-Beugungsmessungen durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messungen an den Proben mit einer 30 \AA dicken Fe-Keimschicht sind in Abb. 3.9 zu sehen. In Abb. 3.10 sind die Röntgen-Beugungsdiagramme der Proben mit 4.3 \AA dicken Fe-Keimschicht dargestellt. Man erkennt in allen Diagrammen sowohl die scharfen Peaks des GaAs-Substrates als auch der Pt-Pufferschicht, sowie den fundamentalen FePt(002)-Peak. Für Proben mit $T_S \leq 350 \text{ }^\circ\text{C}$ erkennt man auch den

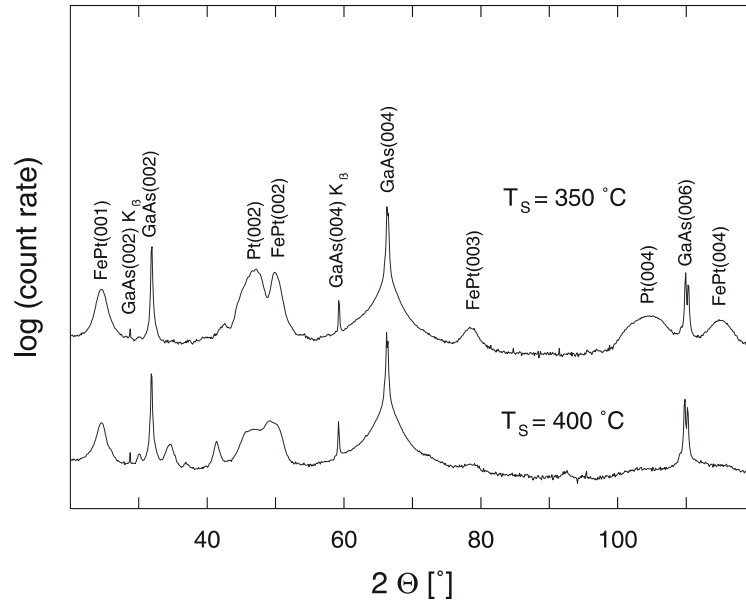


Abbildung 3.9: $\theta/2\theta$ -Röntgenbeugungsdiagramm der beiden Proben mit 30 Å dicker Keimschicht, bei $T_s = 350\text{ °C}$ bzw. 400 °C hergestellt (LW30_350 bzw. LW30_400) (Cu-K_α-Strahlung).

fundamentalen (004)-Peak. Einzige Ausnahme stellt die Probe LW43_400 in Abb. 3.10 (unten) dar. Wichtig ist, dass bei einigen Proben auch der FePt(001)- und der FePt(003)-Überstrukturpeak erkannt werden, welche ein charakteristisches Merkmal für die L1₀-Struktur darstellen. Diese Überstrukturpeaks sind nur dann zu erkennen, wenn sich die Atome auf den richtigen Gitterplätzen für die geordnete L1₀-Struktur befinden. Dann bilden sie eine Art Übergitter von Fe- und Pt-Monolagen längs der [001]-Richtung (c-Achsenrichtung oder Film-Normalenrichtung) aus. Anhand des Flächenverhältnisses des fundamentalen FePt(002)-Peaks und des Überstrukturpeaks (FePt(001) oder FePt(003)) kann man einen eindimensionalen, langreichweitigen chemischen Ordnungsparameter S bestimmen. Ist das Gitter perfekt geordnet, so liegt der Wert für S bei 1, sind die Atome jedoch zufällig auf die Gitterplätze verteilt, so ist S gleich 0. Eine genauere Beschreibung des langreichweitigen Ordnungsparameters und seiner Ermittlung ist in Anhang A gegeben. Für die beiden Proben mit einer 30 Å dicken Fe-Keimschicht sind

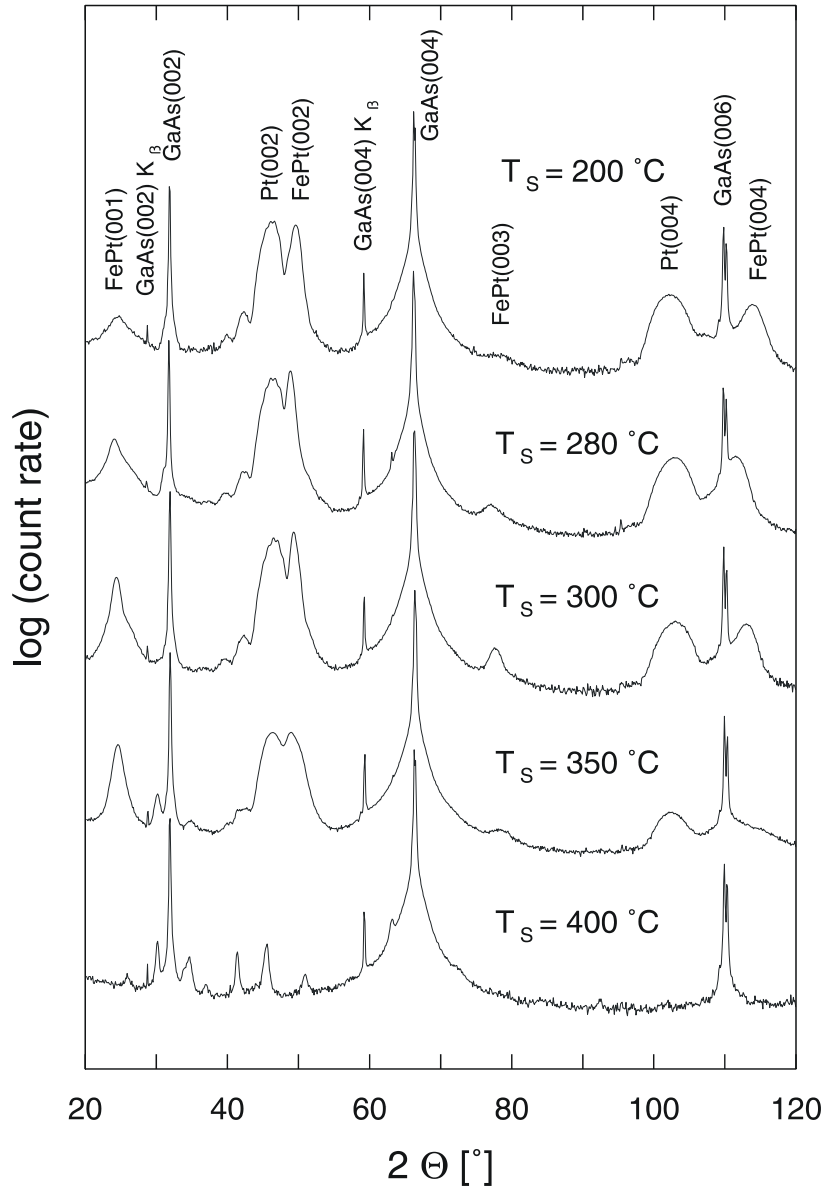


Abbildung 3.10: $\theta/2\theta$ -Röntgenbeugungsdiagramm der Proben mit einer 4.3 Å (3 ML) dicken Fe-Keimschicht, aufgewachsen bei Temperaturen zwischen 200 °C und 400 °C (LW43_200, LW43_280, LW43_300, LW43_350, LW43_400) (Cu-K α -Strahlung).

Tabelle 3.2: L1₀-Ordnungsparameter S , Gitterkonstante c und L1₀-Bereichsgröße bzw. FePt-Korngröße, erhalten aus den Röntgen-Messungen an im alternierenden Lagenwachstum hergestellten FePt-Schichtsystemen

Probe	S	c (Å)	L1 ₀ -Bereichsgröße (001 Peak) (Å)	Korngröße (002 Peak) (Å)
LW43_200	0.17	3.689 ± 0.008	34	70
LW43_280	0.32	3.735 ± 0.002	50	86
LW43_300	0.53	3.703 ± 0.001	64	96
LW30_350	0.60	3.666 ± 0.005	63	74

die Überstrukturpeaks in beiden Fällen zu erkennen (Abb. 3.9). Der Ordnungsparameter S wurde bei Probe LW30_350 ($T_S = 350$ °C) zu $S = 0.6$ bestimmt. Bei der Probe LW30_400 ($T_S = 400$ °C) sind in Abb. 3.9 noch weitere Peaks zu erkennen, die von Legierungen stammen, welche Fe, Pt, As und Ga enthalten. Bei dieser Probe hat auf Grund der erhöhten Wachstumstemperatur von 400 °C die Diffusion der Substratome schon so weit eingesetzt, dass Legierungen/Verbindungen mit den Substratomen entstehen und der L1₀-Phaseanteil verringert wird. Auf Grund dieser Legierungen wurde für diese Probe kein Ordnungsparameter bestimmt.

Die Probe mit einer dünnen (4.3 Å) Fe-Keimschicht, aufgewachsen bei 200 °C (LW42_200), besitzt nur einen geringen Anteil der geordneten L1₀-Phase und einen geringen Wert $S = 0.17$ (Abb. 3.10 oben). Mit steigender Wachstumstemperatur nimmt dieser Wert zu auf $S = 0.53$ (für die bei 300 °C gewachsene Probe LW43_300). Alle Werte für S der durch alternierendes Lagenwachstum hergestellten Proben sind in Tab. 3.2 zu finden. Für höhere Wachstumstemperaturen bilden sich auch hier Legierungen aus Fe, Pt und den Substratomen, so dass kein S mehr bestimmt werden kann. Das Einsetzen dieser Legierungsbildung erfolgt bei den Proben mit den dünnen Fe-Keimschichten also schon bei 350 °C, bei der dicken Fe-Keimschicht dagegen erst ab 400 °C. Dies lässt darauf schließen, dass die Fe-Keimschicht als Diffusionsbarriere wirkt und somit hilfreich ist, höhere Wachstumstemperaturen verwenden zu können. Höhere Wachstumstemperaturen T_S bewirken eine besser geordnete L1₀-Struktur. Die Probe LW30_350 mit $T_S = 350$ °C

ist bei den durch alternierendes Lagenwachstum hergestellten Proben also diejenige mit der höchsten L1₀-Ordnung. Aus diesem Grund wurden die koverdampften Proben mit 30 Å dicken Fe-Keimschichten und bei $T_S = 350$ °C präpariert (siehe unten).

Aus den Röntgen-Beugungsdiagrammen konnten außerdem über die Braggsche Gleichung die Gitterkonstanten entlang der [001]-Richtung bestimmt werden. Die erhaltenen Werte können ebenfalls Tab. 3.2 entnommen werden. Die Werte liegen im Bereich $3.666 \text{ Å} \leq c \leq 3.703 \text{ Å}$ und liegen somit nahe dem Massivwert von $c = 3.724 \text{ Å}$. Mittels der Scherrer-Formel [siehe Gl. (2.1)] konnten aus der Breite der FePt(001)-Peaks die Bereichsgrößen der geordneten L1₀-Phase in Filmmormalenrichtung bestimmt werden. Für die Probe mit dem kleinsten Ordnungsparameter LW43_200 ($T_S = 200$ °C) liegt die L1₀-Bereichsgröße bei 34 Å. Mit zunehmender Ordnung steigt sie an und erreicht Werte von 63 Å für LW30_350 ($T_S = 350$ °C) und 64 Å für Probe LW43_300 ($T_S = 300$ °C). Die Scherrer-Formel wurde ebenfalls für die (002)-Fundamentalpeaks angewandt. Damit ergaben sich Korngrößen, die nicht notwendigerweise die L1₀-Struktur aufweisen müssen, sondern auch ungeordnete Bereiche enthalten können. Diese Korngröße ist für alle Proben größer als die L1₀-Bereichsgrößen. Die Werte liegen im Bereich von 70 - 100 Å und sind in Tab. 3.2 aufgeführt.

Da die Winkel-Auflösung der konventionellen Labor-Röntgenquelle nicht sehr hoch ist und der FePt(002)-Peak schlecht vom Pt(002)-Peak zu trennen ist sowie diese Peaks zur Bestimmung von S benutzt werden, wurden zur Kontrolle von Dr. A. Nefedov (Ruhr-Universität-Bochum) out-of-plane Bragg-Scans mit Synchrotronstrahlung an drei Proben (LW43_200, LW43_300 und LW30_350) durchgeführt. Die Bragg-Peaks der (001)-Überstruktur- und der (002)-Fundamentalpeaks sind in der Abb. 3.11 (a) und (c) dargestellt. Diese Messungen führten zu S-Werten von 0.60 ± 0.05 für Probe LW43_300 ($T_S = 300$ °C) und 0.65 ± 0.05 für Probe LW30_350 ($T_S = 350$ °C). Diese ermittelten Ordnungsparameter liegen somit etwas oberhalb der Werte, die durch konventionelle Röntgenbeugung bestimmt wurden.

Über die Breite der FePt(001)-Bragg-Peaks wurde auch bei den Synchrotron-Messungen die L1₀-Bereichsgröße bestimmt. Für Probe LW43_300 wur-

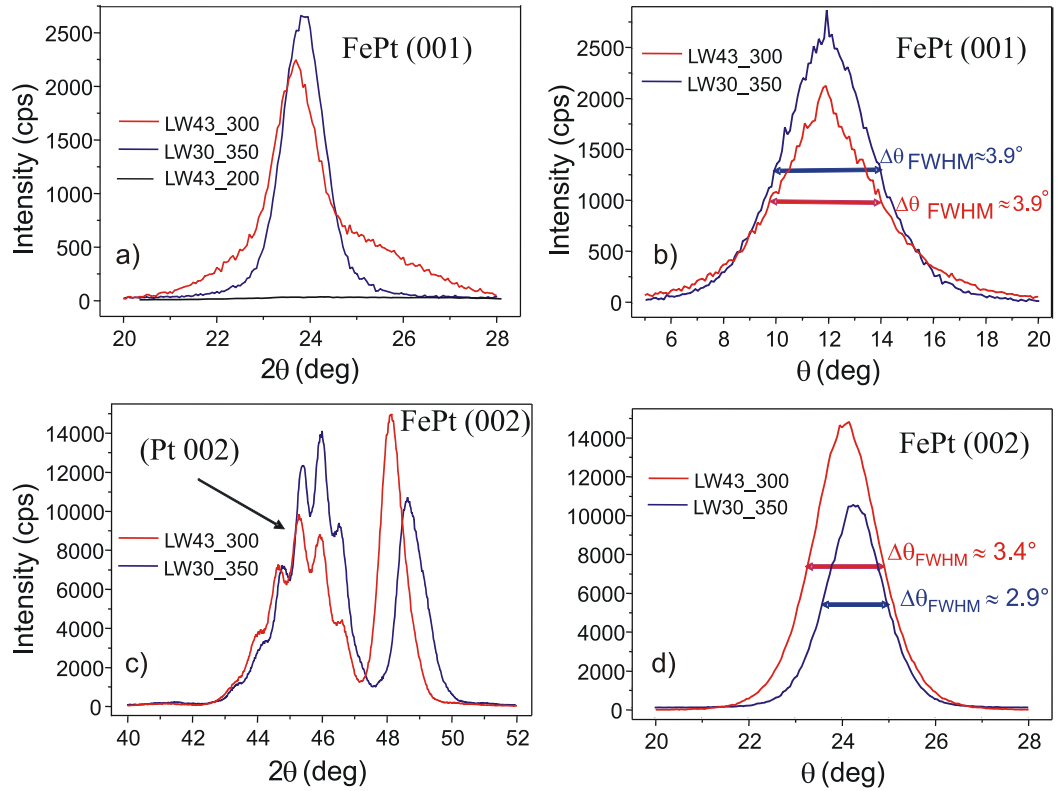


Abbildung 3.11: Bragg-Scans für a) den Überstrukturpeak FePt(001) und c) den Fundamentalpeak FePt(002). Rocking-Kurven für den b) Überstrukturpeak FePt(001) und d) den Fundamentalpeak FePt(002). Die Messungen wurden von Dr. A. Nefedov (Ruhr-Universität-Bochum) mit Synchrotron-Strahlung an den Proben LW43_200 (schwarze Linie), LW43_300 (rote Linie) und LW30_350 (blaue Linie) durchgeführt.

de ein Wert von 70 Å, für Probe LW30_350 ein Wert von 75 Å ermittelt. Diese Werte sind also etwas größer als mit der konventionellen Röntgenbeugung ermittelt. Für Probe LW43_200 hingegen fällt der Wert mit 25 Å etwas kleiner aus. Die Rocking-Kurven der (001)-Überstruktur- und (002)-Fundamentalpeaks sind in Abb. 3.11 (b) und (d) dargestellt. Die Halbwertsbreite des FePt(001)-Peaks liegt für beide Proben (LW43_300, LW30_350) bei $3.9 \pm 0.1^\circ$ und für den FePt(002)-Peak bei 3.4° bzw. 2.9° . Diese Messungen zeigen, dass die Proben eine Mosaikstruktur aufweisen und die c-Achse für einige Kristallite von der [001]-Wachstumsrichtung um einige wenige Grad abweichen können.

3.4.2 Koverdampfte Fe₅₀Pt₅₀-Legierungsschichten

Die Röntgen-Beugungsdiagramme der koverdampften stöchiometrischen Fe₅₀Pt₅₀-Legierungsschichten sind in Abb. 3.12 dargestellt. Neben dem FePt(002)-Fundamentalpeak sind auch die Überstrukturpeaks FePt(001) und FePt(003) bei allen vier Proben erkennbar. Die Fläche der Überstrukturpeaks nimmt mit steigender Wachstumstemperatur zu, so dass sich der langreichweitige Ordnungsparameter von $S = 0.22$ für die Probe KO50_150 bis zu $S = 0.71$ für die Probe KO50_350 steigert. Die Gitterkonstante c nimmt mit steigender Substrattemperatur ab. Im Spektrum ist dies gut an dem für höhere Temperaturen zu höheren Winkeln verschobenen FePt(004) Peak zu erkennen.

Die Korngrößen, ermittelt aus der Breite der (002)-Fundamentalpeaks, liegen bei diesen Proben im Bereich von 70 - 80 Å. Die L1₀-Bereichsgröße beträgt für die bei $T_S = 150^\circ\text{C}$ gewachsenen Probe (KO50_150) mit 38 Å etwa die Hälfte der Korngröße. Das Verhältnis zwischen L1₀-Bereichs- und Korngröße nimmt mit zunehmender Wachstumstemperatur T_S zu und erreicht schließlich für die Probe KO50_350 den Wert 1. Dies zeigt die Zunahme der Größe der L1₀-geordneten Bereiche mit steigender Wachstumstemperatur. Man sollte noch erwähnen, dass es sich bei diesen Größen um einen unteren Grenzwert handelt, da größere Kristallite schmalere Peaks im Röntgen-Beugungsdiagramm zeigen, die aber durch die breiten Peaks (der kleineren

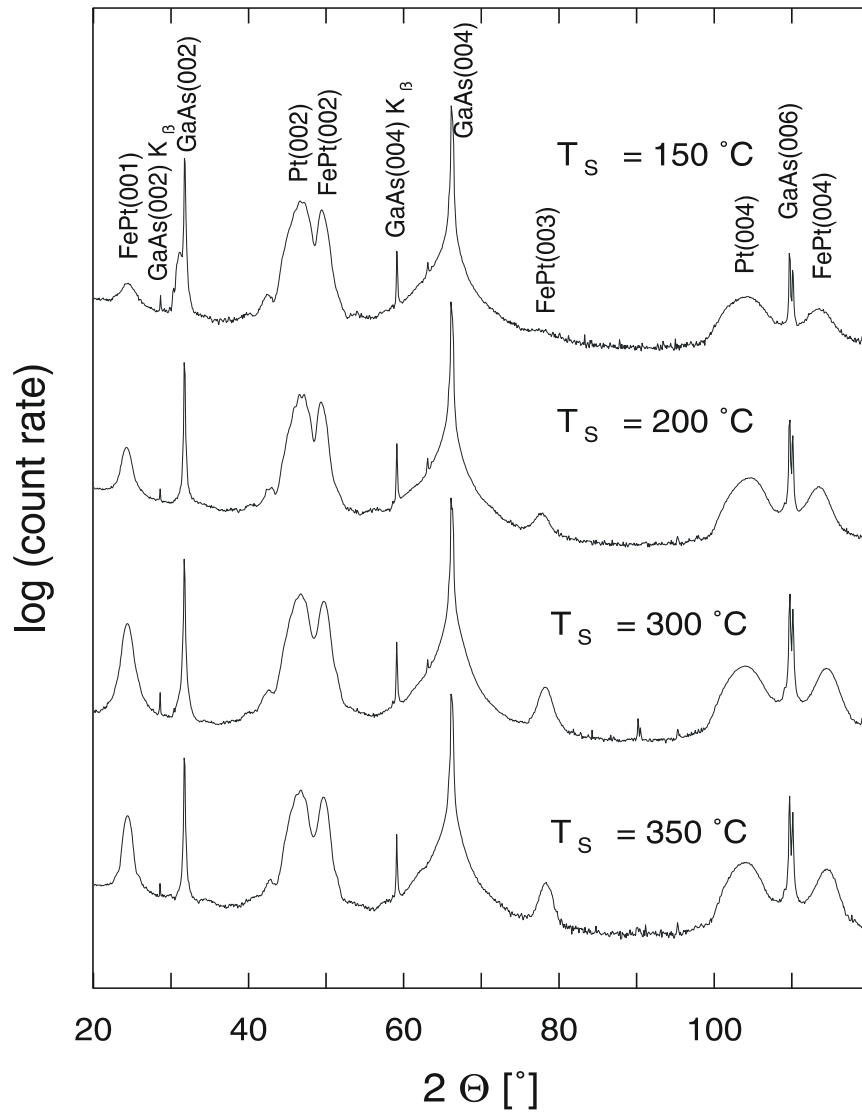


Abbildung 3.12: $\theta/2\theta$ -Röntgenbeugungsdiagramme der koverdampften stöchiometrischen FePt-Legierungsschichten bei $T_s = 150^\circ\text{C}$, 200°C , 300°C und 350°C (KO50_150, KO50_200, KO50_300 und KO50_350).

Tabelle 3.3: L1₀-Ordnungsparameter S, Gitterkonstante c und L1₀-Bereichsgröße bzw. FePt-Korngröße erhalten aus den Röntgen-Messungen durch Koverdampfen hergestellten FePt-Legierungsfilmern

Probe	S	c (Å)	L1 ₀ -Bereichsgröße (001 Peak) (Å)	Korngröße (002 Peak) (Å)
KO50_150	0.22	3.689 ± 0.001	38	70
KO50_200	0.42	3.680 ± 0.001	72	85
KO50_300	0.61	3.673 ± 0.001	70	70
KO50_350	0.71	3.669 ± 0.001	80	80

Kristallite) nicht nachgewiesen werden können. Die Ergebnisse für die koverdampften Fe₅₀Pt₅₀-Legierungsschichten sind in Tab. 3.3 zusammengefasst.

3.4.3 Koverdampfte nichtstöchiometrische Fe_xPt_{100-x}-Legierungsschichten

Die Röntgenbeugungsdiagramme in Abb. 3.13 lassen für alle Fe-Konzentrationen einen vorhandenen Anteil an der L1₀-Struktur erkennen. Die maximale Fläche des FePt(001) Peaks ist bei der stöchiometrischen Probe KO50_350 (x = 50 at.% Fe) gegeben, die den maximalen langreichweitigen Ordnungsparameter von S = 0.71 liefert. Die Proben mit zu- bzw. abnehmender Fe-Konzentration weisen einen geringeren Anteil der L1₀-Struktur auf (Abb. 3.14). Die Größe der Gitterkonstanten c nimmt mit zunehmenden Fe-Gehalt (von x = 38 at.% Fe bis x = 62 at.% Fe) systematisch ab. Die ermittelte L1₀-Bereichsgröße sowie die Korngröße sind auch von der Fe-Konzentration abhängig. Für Fe- wie auch für Pt-Überschuss nimmt sowohl die Korn- als auch die L1₀-Bereichsgröße ab. Für die stöchiometrische Probe (KO50_350) ist das Verhältnis der L1₀-Bereichsgröße zur Korngröße mit 1 maximal und für die Fe-ärmste (x = 38 at.%) mit 38:70 am kleinsten. Die Ergebnisse für die nichtstöchiometrischen koverdampften Proben sind in Tab. 3.4 zu finden.

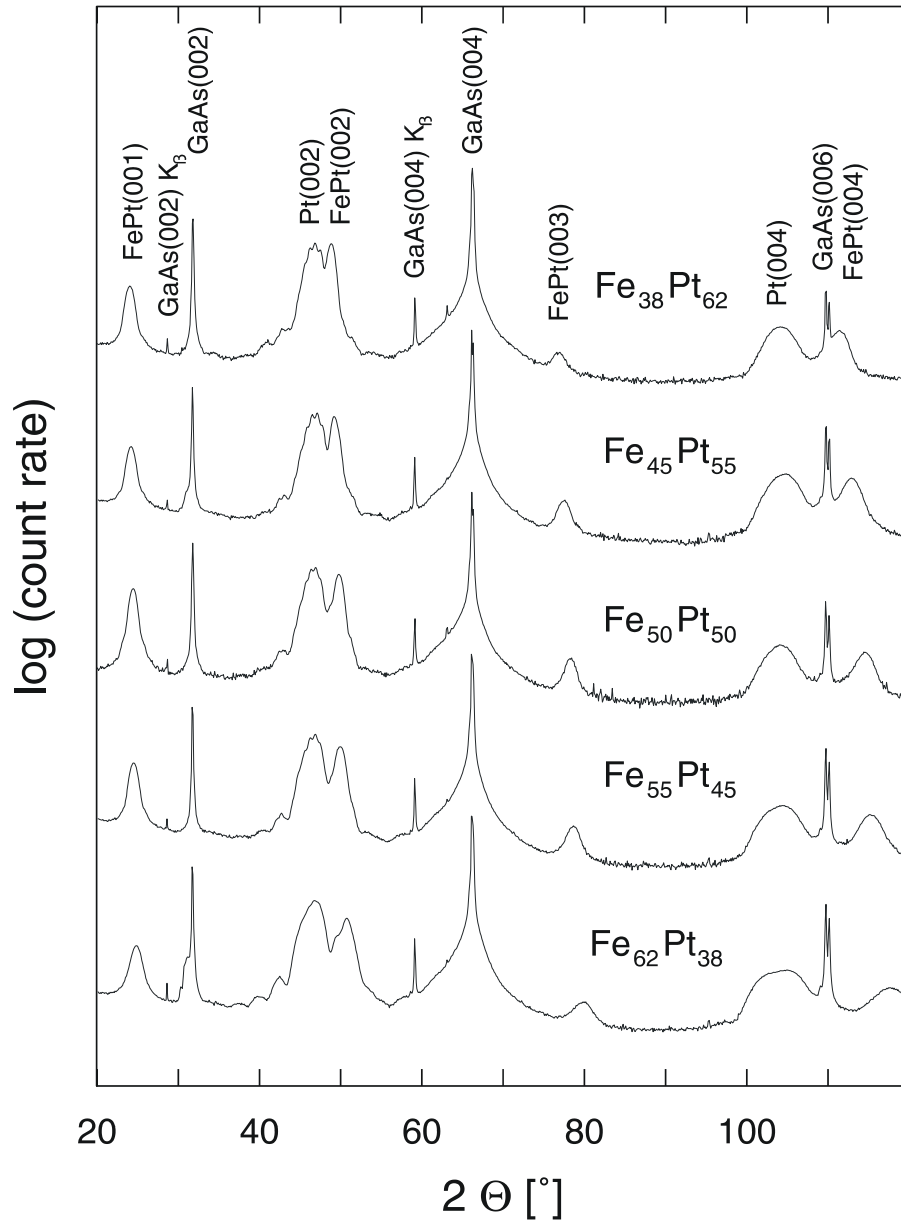


Abbildung 3.13: $\theta/2\theta$ Röntgenbeugungsdiagramme der bei $T_S = 350$ °C koverdampften nichtstöchiometrischen Fe_xPt_{100-x}-Legierungsfilme.

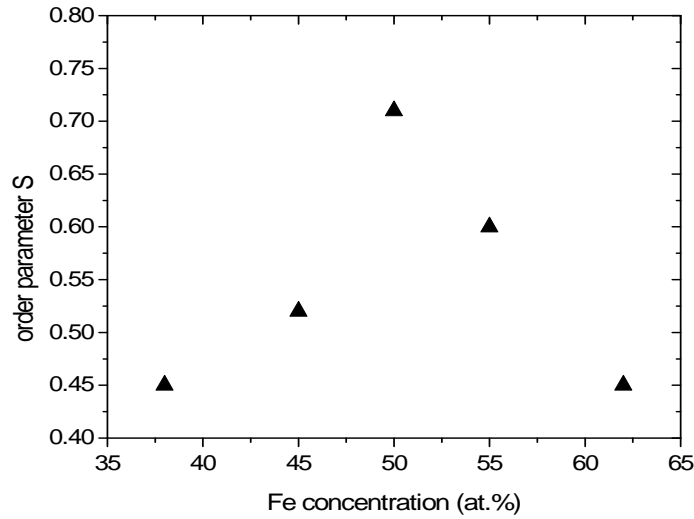


Abbildung 3.14: Chemischer Ordnungsparameter S in Abhängigkeit der Fe-Konzentration der koverdampften nichtstöchiometrischen Proben KO38_350, KO45_350, KO50_350, KO55_350, KO62_350. Alle Proben wurden bei $T_S = 350\text{ }^\circ\text{C}$ hergestellt.

Tabelle 3.4: L1₀-Ordnungsparameter S , Gitterkonstante c und L1₀-Bereichsgröße bzw. FePt-Korngröße, erhalten aus den Röntgen-Messungen an nichtstöchiometrischen durch Koverdampfen hergestellten FePt-Legierungsfilmen.

Probe	S	c (Å)	L1 ₀ -Bereichsgröße (001 Peak)/(Å)	Korngröße (002 Peak)/(Å)
KO38_350	0.45	3.721 ± 0.006	38	70
KO45_350	0.52	3.706 ± 0.002	72	85
KO50_350	0.71	3.669 ± 0.001	80	80
KO55_350	0.60	3.655 ± 0.002	72	64
KO62_350	0.45	3.604 ± 0.001	58	61

3.5 Magnetische Eigenschaften der FePt-Schichten

3.5.1 Mössbauerspektroskopische Untersuchungen

Die Mössbauer-Spektroskopie bietet sich über die Hyperfeinwechselwirkung als eine lokale Methode an, um die Existenz der fct L1₀-geordneten Phase und der chemisch ungeordneten fcc Phase in FePt-Filmen nachzuweisen [85]. Die Abbildungen 3.15-3.18 zeigen ⁵⁷Fe-Mössbauer-Spektren (CEM-Spektren) der FePt-Proben mit den zugehörigen magnetischen Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$, gemessen bei Raumtemperatur. Das Signal stammt hauptsächlich von der mit zu 95 % angereichertem ⁵⁷Fe hergestellten FePt-Schicht. Für die Fe-Keimschicht wurde ^{nat}Fe verwendet mit der natürlichen Isotopenhäufigkeit von 2.2 %. Der relative Anteil am Spektrum ist für die Keimschicht daher sehr gering und kann vernachlässigt werden. Die Spektren wurden in den meisten Fällen mit zwei Verteilungen $P(B_{hf})$ angepasst. Die schmale gaußförmige Verteilung spiegelt die geordnete L1₀-Phase der FePt-Schicht wieder. Die andere ist eine breite Verteilung, um den ungeordneten fcc-Anteil der Probe im Spektrum anzupassen. Im Idealfall hätte die L1₀-Phase für die Fe-Atome nur eine einzige wohldefinierte Gitterplatzumgebung, welche sich in einem scharfen B_{hf} -Wert bemerkbar machen würde. Die schmale Verteilung lässt hier kleine Abweichungen von der perfekten Ordnung zu. Für die zweite breite Verteilung wurde eine lineare Korrelation von Isomerieverschiebung und Hyperfeinfeld angenommen, um die Intensitäts-Asymmetrie im Spektrum beschreiben zu können. Die Anpassung der ungeordneten fcc-Phase erfolgte analog zu dem von Gehanno et al. [86] beschriebenen Verfahren, das auf Ref. [87] beruht. Für wenige Spektren wurde noch ein Dublett benötigt, welches eine unmagnetische Phase in der Probe erkennen lässt. Mit Hilfe der Linienintensitätsverhältnisse (Flächenverhältnisse) 3:x:1:1:x:3 der sechs Linien eines Zeeman-Sextetts wurde der mittlere Verkipfungswinkel des magnetischen Fe-Momentes für die einzelnen Proben bestimmt (siehe Kap. 2.3.2). $\langle\theta\rangle = \arccos[(4-x)/(4+x)]^{1/2}$ gibt den mittleren Winkel zwischen dem Fe-Moment und dem einfallendem γ -Strahl (senkrecht zur Probe) an. Die

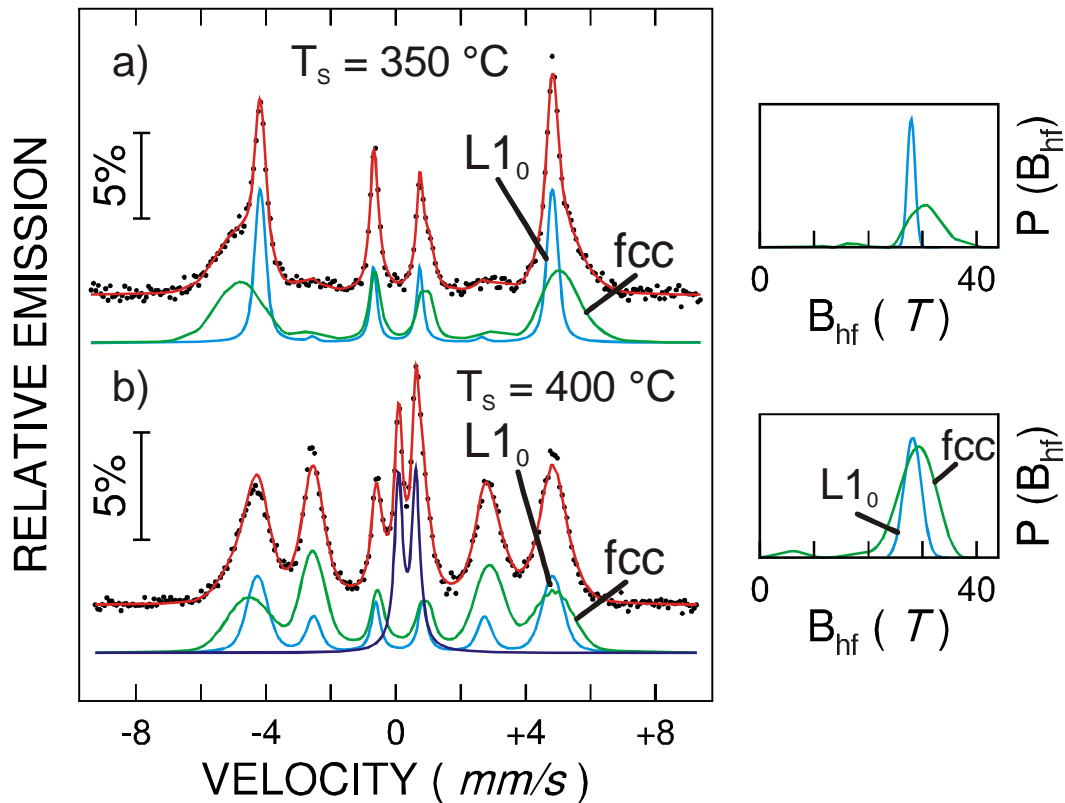


Abbildung 3.15: CEM-Spektren der lagenweise gewachsenen FePt-Schichtsysteme mit 30 Å dicker Fe-Keimschicht mit den zugehörigen Hyperfeinfeldverteilungen (rechts) bei Raumtemperatur. a) Probe LW30_350 ($T_S = 350\text{ °C}$) b) Probe LW30_400 ($T_S = 350\text{ °C}$) .

aus einem least-squares-fit ermittelten Mössbauer-Parameter der geordneten L1₀-Phase sind in Tab. 3.5, die der ungeordneten Phase in Tab. 3.6 und die der unmagnetischen Phase in Tab. 3.7 zusammengefasst.

(a) FePt-Filme nach alternierendem Lagenwachstum

Abb. 3.15 zeigt die CEM-Spektren der FePt-Schichtsysteme LW30_350 und LW30_400 mit einer 30 Å dicken Fe-Keimschicht. Für Probe LW30_350 ($T_S = 350\text{ °C}$) stammen 40 % des Spektrums von der geordneten L1₀-Phase (Tab. 3.5), für die bei 400 °C gewachsene Probe liegt der Anteil nur noch bei 27 %.

Durch die hohe Wachstumstemperatur sind in letztgenannter Probe bereits auf Kosten der geordneten Phase unmagnetische Legierungen (mit Quadrupoldublett) entstanden, die bereits in den Röntgen-Beugungsdiagrammen beobachtet wurden (Abb. 3.9). Diese Legierungen erzeugen im CEM-Spektrum das unmagnetische Dublett. Der mittlere Verkipfungswinkel $\langle\theta\rangle$ der L1₀-Phase der Probe LW30_350 liegt bei 11° (Tab. 3.5), für die ungeordnete Phase liegt er bei 14° (Tab. 3.5). Die Fe-Momente beider Phasen weisen also eine dominante senkrechte Orientierung auf. Im Gegensatz zur L1₀-Phase, deren c-Achse mit dazu paralleler Fe-Spinrichtung senkrecht zur Filmebene aufwächst, ist es zunächst unerwartet, dass die kubische fcc-Phase ebenfalls bevorzugt senkrechte Fe-Momente besitzt. Möglicherweise liegt eine Austauschkopplung zwischen den Fe-Momenten der beiden Phasen vor mit einer bevorzugten senkrechten Fe-Spinrichtung der Fe-Momente der L1₀-Phase, welche die fcc Fe-Momente in die senkrechte Richtung drehen. Das mittlere magnetische Hyperfeinfeld der L1₀-Phase bei dieser Probe LW30_350 beträgt (27.9 ± 0.01) T. Für die nicht-kubische L1₀-Struktur findet man auch eine starke elektrische Quadrupolwechselwirkung mit den ⁵⁷Fe-Kernen. Daraus resultiert eine positive elektrische Quadrupol-Kernniveaushift 2ϵ von (0.29 ± 0.01) mm/s für Probe LW30_350 und (0.18 ± 0.03) mm/s für Probe LW30_400. Für die ungeordnete fcc-Phase ist die Quadrupolwechselwirkung wesentlich geringer, was zu erwarten ist. Des weiteren sollte erwähnt werden, dass diese und auch die folgenden Spektren der ungeordneten fcc-Phase nur angepasst werden konnten, wenn ein anisotroper dipolarer Beitrag zum Hyperfeinfeld angenommen wurde. Dies wurde auch zuvor bei ungeordneten FePd-Legierungen [86] und ungeordneten FeNi-Legierungen [87] beschrieben.

Die Proben mit der dünneren (4.3 Å dicken) Fe-Keimschicht sind ebenfalls mittels CEMS untersucht worden. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.16 dargestellt. Man erkennt für niedrige Wachstumstemperaturen T_S eine verstärkt ungeordnete Phase, da sich wahrscheinlich auf Grund geringer Oberflächendiffusion die L1₀-Phase nur geringfügig ausbildet. Der spektrale Anteil A der geordneten Phase nimmt jedoch mit wachsender Wachstumstemperatur zu (Tab. 3.5), bis sich bei Probe LW43_300 ($T_S = 300$ °C) ein maximaler Wert für die relative Fläche der geordneten Phase von 41 % ergibt. Analog zu die-

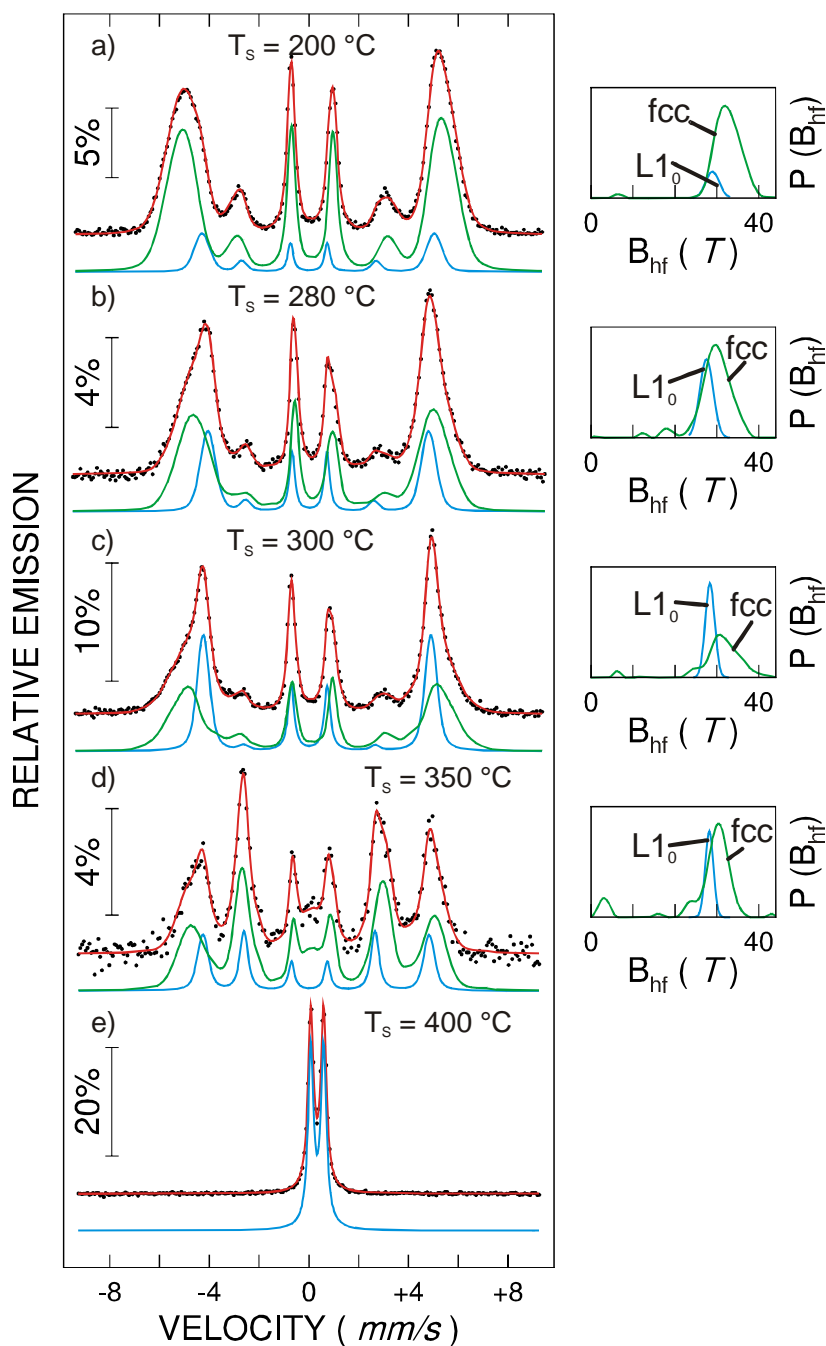


Abbildung 3.16: CEM-Spektren der FePt-Schichtsysteme mit 4.3 Å Fe-Keimschicht mit den zugehörigen Hyperfeinfeldverteilungen (rechts) bei Raumtemperatur. a) - e) Proben mit unterschiedlicher Wachstumstemperatur (LW43_-200, LW43_-280, LW43_-300, LW43_-350, LW43_-400). Das Spektrum in e) wurde mit einem Quadrupoldublett angepasst.

ser Tendenz nimmt der mittlere Verkipfungswinkel des Fe-Moments $\langle\theta\rangle$ ab. Für LW43_200 liegt der mittlere Verkipfungswinkel für L1₀ bei 30 ° (Tab. 3.5), für die ungeordnete Phase bei 26 ° (Tab. 3.6). Für die Probe LW43_300 verringert er sich auf 13 ° für die geordnete und auf 28 ° für die ungeordnete Phase. Auch für die L1₀-Phase dieser Proben wurde eine starke Quadrupolwechselwirkung 2ϵ ermittelt, vergleichbar mit den Proben auf einer dickeren Fe-Keimschicht. Die bei 350 °C gewachsene Probe LW43_350 zeigt eine deutliche Abnahme des L1₀-Phaseanteils auf lediglich 23 %. Wie auch schon die Röntgen-Messungen zeigten (Abb. 3.10), beginnt ab dieser Wachstumstemperatur die Legierungsbildung mit As und/oder Ga des Substrats, was zu einer starken Abnahme des L1₀-Phasenanteils führt. Ein Peak in der Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$ der ungeordneten Phase nahe $B_{hf} = 0$ T (Abb. 3.15 (d)) deutet auf erste unmagnetische Grenzflächenphasen hin. Die Diffusion der Ga- und As-Atome setzt bei diesen Proben (4.3 Å Keimschicht) schon bei 350 °C ein und somit bei niedrigeren Temperaturen als bei den Proben mit 30 Å dicker Fe-Keimschicht. Noch deutlicher wird dies bei der Probe LW43_400 ($T_S = 400$ °C). Die Probe LW30_400 (30 Å Fe-Keimschicht) besitzt einen unmagnetischen Anteil von nur 16 % im CEM-Spektrum (Abb. 3.15 (b)). Die gleiche Wachstumstemperatur von $T_S = 400$ °C und eine nur 4.3 Å dünne Fe-Keimschicht wie in Probe LW43_400 führen zu einer völlig unmagnetischen Phase, wie in Abb. 3.16 (e) anhand des Dubletts erkennbar ist.

(b) Koverdampfte Fe₅₀Pt₅₀-Legierungsschichten

Betrachtet man die CEM-Spektren der stöchiometrischen koverdampften Fe₅₀Pt₅₀-Proben in Abb. 3.17, erkennt man eine starke Ähnlichkeit zu den lagenweise aufgewachsenen FePt-Schichtsystemen (Abb. 3.16). Auch hier nimmt der mittlere Verkipfungswinkel beider Phasen stark mit zunehmender Wachstumstemperatur T_S ab. Für Wachstum bei $T_S = 350$ °C beträgt der mittlere Verkipfungswinkel $\langle\theta\rangle$ der L1₀-geordneten Phase sogar nur 7° (Tab. 3.5), für die ungeordnete fcc-Phase liegt er bei 23° (Tab. 3.6). Somit unterschreitet der Wert $\langle\theta\rangle$ der L1₀-Phase den für die entsprechende Probe im Lagenwachs-

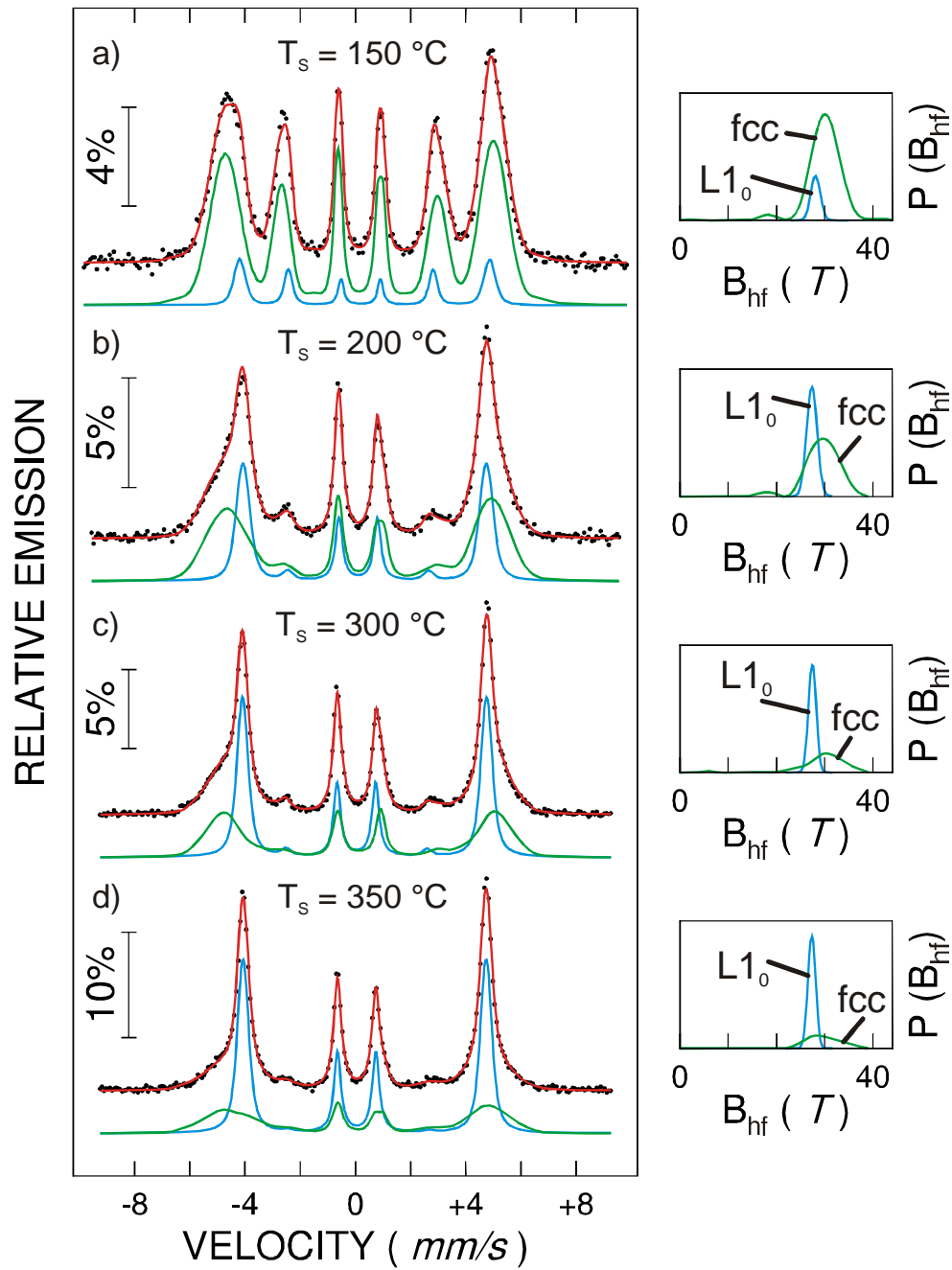


Abbildung 3.17: CEM-Spektren der koverdampften stöchiometrischen Fe₅₀Pt₅₀-Schichten und zugehörige Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$ (rechts) bei RT. (a)-(d) Proben bei unterschiedlicher Wachstumstemperatur T_s . (KO50_150, KO50_200, KO50_300, KO50_350, KO50_400).

tum (LW30_350) ermittelten Winkel. Auch ist der Anteil der L1₀-Phase im Spektrum der Probe KO50_350 mit 66 % höher als für die Probe LW30_350 (40 %) (Tab. 3.5). Dies zeigt, dass für koverdampfte Proben die L1₀-Struktur bei gleicher Wachstumstemperatur leichter zu erzeugen ist, als beim alternierenden Lagenwachstum.

(c) Koverdampfte nichtstöchiometrische Fe_xPt_{100-x}-Legierungsschichten

In Abb. 3.18 sind die CEM-Spektren der nichtstöchiometrischen koverdampften Proben dargestellt. Alle Proben wurden bei $T_S = 350^\circ\text{C}$ präpariert. Die Probe KO38_350 mit einem geringen Fe-Anteil von 38 at.% zeigt im Spektrum (Abb. 3.18 (a)) nur einen Anteil von 34 % der L1₀-geordnete Phase (Tab. 3.5). Der magnetische Verkippungswinkel $\langle\theta\rangle$ liegt sowohl für die geordnete Phase mit 86° als auch für die ungeordnete Phase mit 72° nahezu in der Ebene. Die ungeordnete fcc-Phase hat einen großen Anteil der magnetischen Hyperfeinfelder bei niedrigen Werten, so dass sich ein geringeres mittleres magnetisches Hyperfeinfeld von $\langle B_{hf}\rangle = (20.6 \pm 0.5) T$ ergibt (Tab. 3.6). Die Quadrupolververschiebung ϵ in der Fe₃₈Pt₆₂-Probe ist für beide Phasen nahezu Null. Dies kann auf die Überzahl der Pt-Atome zurückgeführt werden. Die tetragonale Verzerrung der L1₀-Struktur wird durch die unterschiedliche Größe der Fe- und Pt-Atome hervorgerufen (Fe: klein, Pt: groß). Hier ist dies durch die vielen Pt-Atome nicht mehr möglich, und so bildet sich die fcc-Struktur aus.

Steigt die Fe-Konzentration in den Proben an, so steigt ebenfalls der Anteil der L1₀-geordneten Phase bis zum maximalen Wert von 66 % für die stöchiometrische KO50_350 Probe (Tab. 3.5). Gleichzeitig fällt der mittlere Verkippungswinkel der Fe-Momente ab bis auf den Wert von 7° für die geordnete Phase der stöchiometrischen Probe ($x = 50$ at.% Fe). Nimmt der Fe-Anteil noch weiter zu, so nehmen die Anteile der geordneten Phase im CEM-Spektrum wieder ab auf 59 % (KO55_350) und 29 % (KO62_350). Eine nichtstöchiometrische Zusammensetzung der Probe schlägt sich also in geringeren L1₀-Phasenanteilen in der Probe nieder. Der mittlere Ver-

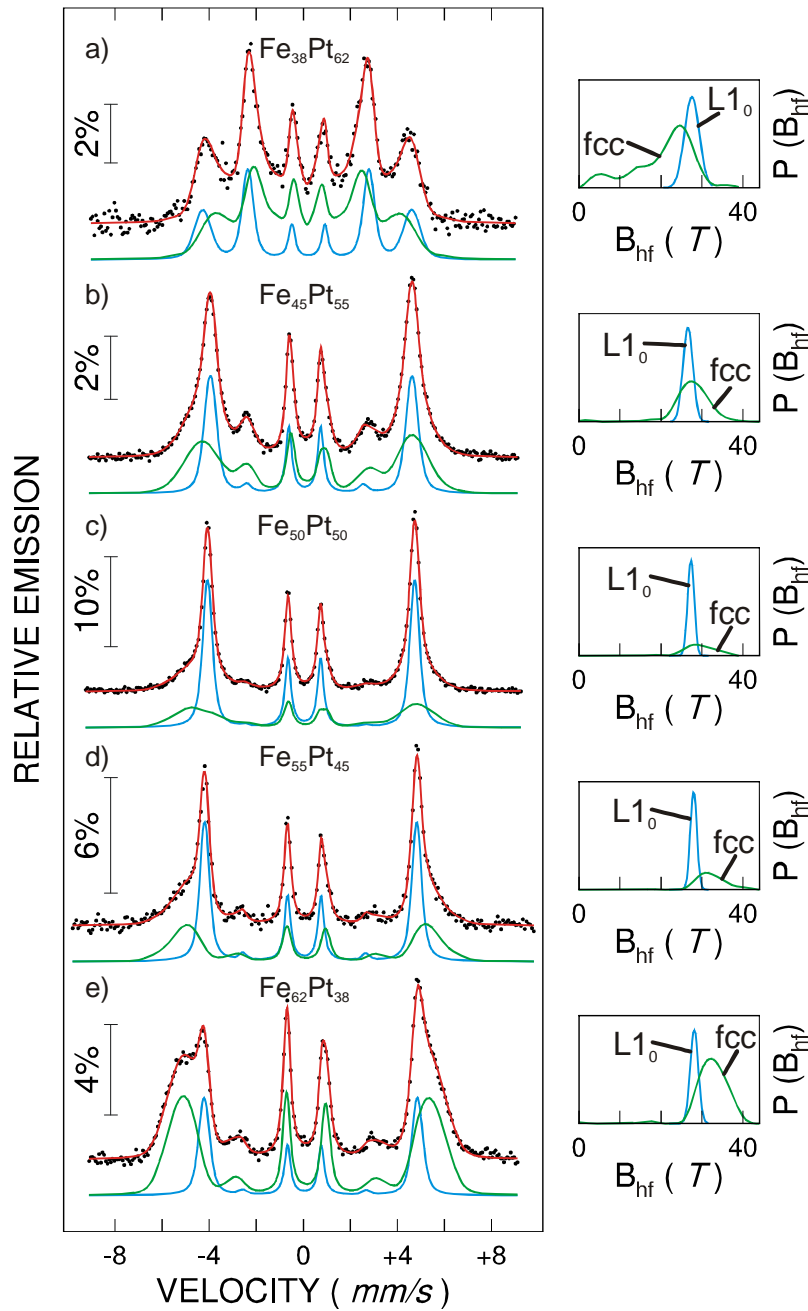


Abbildung 3.18: CEM-Spektren der bei $T_S = 350\text{ }^\circ\text{C}$ koverdampften nicht-stöchiometrischen $\text{Fe}_x\text{Pt}_{100-x}$ -Legierungsschichten und zugehörige Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$ (rechts) bei RT. a) - e) Proben bei unterschiedlicher Zusammensetzung x . (KO38_350, KO45_350, KO50_350, KO55_350, KO62_350).

Tabelle 3.5: Mössbauerparameter der L1₀-geordneten FePt-Phasen bei RT.
 $\langle\theta\rangle$ = mittlerer Verkipfungswinkel der Fe-Spins relativ zur
 Filmmormalen, δ = mittlere Isomerieverschiebung (relativ zu
 massivem α -Fe bei RT), ϵ = Kern-Energieniveauverschiebung
 durch elektrische Quadrupol-Wechselwirkung, $\langle B_{hf}\rangle$ = mittlere
 magnetisches Hyperfeinfeld, A = relativer Anteil (relative
 Fläche) der L1₀-Phase.

Probe	geordnete Phase				
	$\langle\theta\rangle$ (°)	δ (mm/s)	2ϵ (mm/s)	$\langle B_{hf}\rangle$ (T)	A (%)
LW30_350	11 ± 5	0.28 ± 0.01	0.29 ± 0.01	27.9 ± 0.1	40
LW30_400	40 ± 3	0.30 ± 0.02	0.18 ± 0.01	28.2 ± 0.2	27
LW43_200	30 ± 1	0.29 ± 0.01	0.37 ± 0.03	28.9 ± 0.3	13
LW43_280	21 ± 3	0.31 ± 0.01	0.35 ± 0.01	27.5 ± 0.1	29
LW43_300	13 ± 2	0.28 ± 0.01	0.32 ± 0.01	28.4 ± 0.1	41
LW43_350	62 ± 4	0.26 ± 0.01	0.27 ± 0.03	28.2 ± 0.4	23
LW43_400					
KO50_150	52 ± 5	0.37 ± 0.01	0.15 ± 0.02	28.1 ± 0.4	12
KO50_200	17 ± 2	0.32 ± 0.01	0.23 ± 0.01	27.3 ± 0.1	38
KO50_300	13 ± 1	0.29 ± 0.01	0.30 ± 0.01	27.4 ± 0.1	56
KO50_350	7 ± 2	0.30 ± 0.01	0.29 ± 0.01	27.3 ± 0.1	66
KO38_350	86 ± 9	0.30 ± 0.01	-0.05 ± 0.03	27.5 ± 0.8	34
KO45_350	16 ± 4	0.31 ± 0.01	0.27 ± 0.01	26.6 ± 0.1	43
KO55_350	14 ± 3	0.29 ± 0.01	0.27 ± 0.01	28.0 ± 0.1	59
KO62_350	13 ± 4	0.29 ± 0.01	0.27 ± 0.01	28.1 ± 0.1	29

Tabelle 3.6: Mössbauerparameter der ungeordneten fcc-Phase bei Raumtemperatur. (Erklärungen der Parameter siehe Tabelle 3.5).

Probe	ungeordnete Phase				
	$\langle\theta\rangle$ (°)	$\langle\delta\rangle$ (mm/s)	2ϵ (mm/s)	$\langle B_{hf}\rangle$ (T)	A (%)
LW30_350	15 ± 5	0.24 ± 0.08	0.06 ± 0.01	30.1 ± 0.2	60
LW30_400	71 ± 3	0.28 ± 0.05	0.07 ± 0.01	27.8 ± 0.3	56
LW43_200	26 ± 1	0.24 ± 0.02	0.03 ± 0.01	32.3 ± 0.1	87
LW43_280	17 ± 3	0.30 ± 0.04	0.06 ± 0.01	29.3 ± 0.1	71
LW43_300	28 ± 1	0.25 ± 0.01	0.00 ± 0.01	30.8 ± 0.2	59
LW43_350	73 ± 3	0.27 ± 0.04	0.04 ± 0.01	27.3 ± 0.3	77
LW43_400					
KO50_150	45 ± 5	0.25 ± 0.04	0.06 ± 0.01	29.9 ± 0.1	88
KO50_200	21 ± 2	0.24 ± 0.06	0.06 ± 0.01	29.4 ± 0.1	62
KO50_300	21 ± 2	0.25 ± 0.04	0.00 ± 0.03	29.6 ± 0.2	44
KO50_350	23 ± 3	0.22 ± 0.07	-0.06 ± 0.01	29.1 ± 0.2	34
KO38_350	72 ± 5	0.29 ± 0.06	0.03 ± 0.06	20.6 ± 0.5	66
KO45_350	36 ± 1	0.29 ± 0.04	-0.07 ± 0.02	27.4 ± 0.1	57
KO55_350	23 ± 3	0.24 ± 0.13	0.04 ± 0.02	32.1 ± 0.5	41
KO62_350	21 ± 1	0.23 ± 0.04	-0.03 ± 0.01	32.4 ± 0.1	71

Tabelle 3.7: Mössbauerparameter der unmagnetischen Phase bei Raumtemperatur. (Erklärung der Parameter siehe 3.5). $\Delta E_Q = eQV_{ZZ}/2 =$ Quadrupolaufspaltung.

Probe	unmagnetische Phase		
	δ (mm/s)	ΔE_Q (mm/s)	A (%)
LW43_400	0.44 ± 0.01	0.51 ± 0.01	100
LW30_400	0.35 ± 0.01	0.53 ± 0.01	17

kippfungswinkel $\langle\theta\rangle$ ist für höhere Fe-Konzentrationen nicht so drastisch betroffen wie für die Pt-reichen Schichten. $\langle\theta\rangle$ liegt bei 14 ° (KO55_350) und 13 ° (KO62_350) für die L1₀-geordnete Phase (Tab. 3.5). Für die ungeordnete fcc-Struktur liegt er bei vergleichbaren Werten der stöchiometrischen Proben (Tab. 3.6). Bei den Proben mit $x \geq 45$ at.% Fe ist ebenso wie bei den stöchiometrischen Proben anhand der großen Quadrupolwechselwirkung 2ϵ wieder die fct-Struktur der L1₀-Phase erkennbar. Das mittlere magnetische Hyperfeinfeld $\langle B_{hf} \rangle$ nimmt stetig mit der Fe-Konzentration zu, bis es für KO62_350 einen Wert von (28.1 ± 0.1) T erreicht.

3.5.2 Ergänzende magnetooptische Kerr-Effekt-Messungen

(a) FePt-Filme nach alternierendem Lagenwachstum

Die magnetooptischen Kerr-Effekt-Messungen wurden in Kooperation mit Dr. T. Schmitte, Dr. A. Westphalen und M. Ewerlin (Ruhr-Universität-Bochum) durchgeführt. Die Abbildungen 3.19 bis 3.21 zeigen MOKE-Ergebnisse der FePt-Schichten bei RT. Bei polaren MOKE-Messungen liegt das externe Magnetfeld senkrecht zur Schichtebene an, bei longitudinalen Messungen in der Filmebene. Die polaren MOKE-Magnetisierungskurven sind typisch für Filme mit starker senkrechter magnetischer Anisotropie, wie Kooy und Enz [88] erstmals gezeigt haben. Sie führten den plötzlichen Magnetisierungsabfall auf die spontane Nukleation von Streifendomänen zurück. Betrachtet man zunächst die Hysteresekurven der lagenweise gewachsenen FePt-Schichtsysteme in Abb. 3.19, so erkennt man im polaren MOKE für Probe LW43_200 ein ‘sanduhrartiges’ Verhalten mit einer senkrechten Anisotropie. Die Energie des Systems wird (außerhalb der Sättigung) durch Bildung von senkrechten magnetischen Domänen minimiert. Die senkrechte Remanenz der Probe LW43_200 ist sehr klein, da Domänen mit entgegengesetzten Magnetisierungsrichtungen parallel zu den c-Achsen (parallel zur Filmnormalen) vorliegen, und die Koerzitivfeldstärke ist klein. Dieses Verhalten wurde ebenfalls an bei 500 °C auf MgO gewachsenen L1₀-FePt-Schichten beobachtet [52]. Die polaren Hysteresekurven der Proben LW43_300 und LW30_350 zeigen hin-

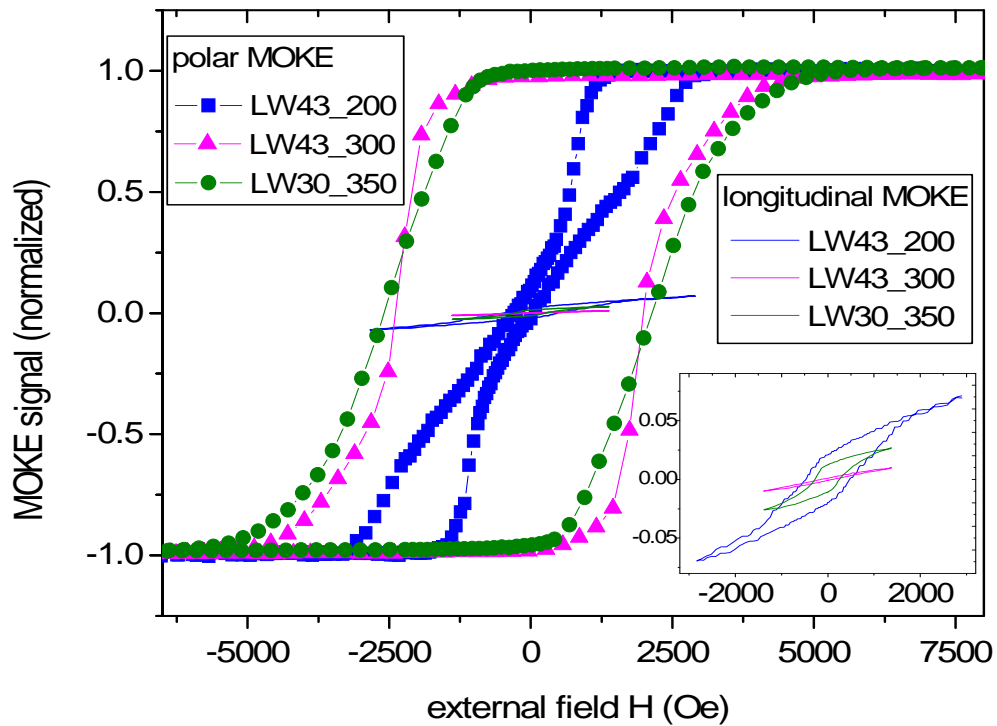


Abbildung 3.19: Polare bzw. longitudinale MOKE-Hystereseschleifen der FePt-Schichtsysteme, hergestellt durch alternierendes Lagenwachstum bei $T_S = 200, 300$ und 350 °C. Einsatz rechts unten: vergrößerte Darstellung der longitudinalen Hystereseschleifen.

gegen eine nahezu rechteckförmige Hysterese mit einem Verhältnis von remanenter Magnetisierung M_{rem} zu Sättigungsmagnetisierung M_{sat} von nahezu 1 (Tab. 3.8). Die Koerzitivfelder H_C dieser beiden Proben liegen höher als 2 kOe. Folgt man der Beschreibung in [52], so kann das Nukleationsfeld H_N als das externe Feld angesehen werden, bei dem die Magnetisierung erstmals abzufallen beginnt, wenn man das Feld aus der Sättigung kommend erniedrigt. Es ist der Beginn der Bildung von senkrechten Domänen auf Grund des Demagnetisierungsfeldes. Die beiden unterschiedlichen Hystereseformen der Probe LW43_200 ($T_S = 200\text{ }^\circ\text{C}$) und der beiden Proben LW43_300 ($T_S = 300\text{ }^\circ\text{C}$) und LW30_350 ($T_S = 350\text{ }^\circ\text{C}$) unterscheiden sich im Vorzeichen von H_N . Thiele et al. [52] finden eine ähnliche Änderung der Hystereseform in Abhängigkeit von der FePt-Schichtdicke (MgO(001)-Substrate). Für dicke Schichten (175 nm) entspricht sie der ‘sanduhrähnlichen’ Form der Probe LW43_200, für dünnere Schichten (30 nm) ist die Form ähnlich zu derjenigen der Probe LW43_300. Sie erklären den Unterschied durch einen höheren Widerstand in der Domänenwandbewegung für dünnere Schichten, da dort die Körner kleiner sind. Für die hier untersuchten Proben sind die Schichtdicken allerdings konstant, nur der L1₀-Phasenanteil variiert. Die hier aus den Röntgen-Messungen ermittelten Kristallitgrößen der Schichten zeigen scheinbar ein widersprüchliches Ergebnis zu Ref. [52]. Die Probe LW43_200 hat eine wesentlich kleinere Kristallitgröße (34 Å) als die beiden anderen Proben (64 Å (LW43_300) bzw. 65 Å (LW30_350)). Nach Thiele et al. [52] würde man für die Proben LW43_300 und LW30_350 ‘sanduhrartige’ Hysterese erwarten und für die Probe LW43_200 eine rechteckige Hysterese. Hier wird aber das Gegenteil beobachtet. Im vorliegenden Fall hat die Probe LW43_200 wohl deswegen eine ‘sanduhrartige’ Hysterese, weil sie einen geringeren L1₀-Phasenanteil enthält und somit eine geringere senkrechte Anisotropie. Bei den anderen beiden Proben mit rechteckiger Hysterese sind der L1₀-Phasenanteil und entsprechend die senkrechte Anisotropie hoch.

Eine andere mögliche Erklärung für das positive Nukleationsfeld H_N in dem lagenweise bei $T_S = 200\text{ }^\circ\text{C}$ präparierten FePt-Film kann in einer niedrigeren senkrechten Anisotropiekonstanten K_U und niedrigeren spontanen Magnetisierung M_S im Vergleich zu den bei höheren T_S -Werten präparier-

ten FePt-Filmen mit negativem Nukleationsfeld gefunden werden. Dies folgt nach [89] aus der Bedingung für Domänen-Nukleation (zur Vereinfachung in einem einzigen magnetischen Teilchen angenommen):

$$\left| \vec{H}_{ext} + \vec{H}_d \right| > |2K_U/M_S| , \quad (3.1)$$

wobei \vec{H}_d das Demagnetisierungsfeld und \vec{H}_{ext} das angelegte Feld sind. Für einen perfekten Kristall gibt es nämlich eine Energiebarriere zwischen dem Eindomänenzustand und dem niederenergetischen Vieldomänenzustand auf Grund der magnetischen Anisotropie K_U . Ausgehend vom Sättigungszustand und abnehmenden positiven angelegtem Feld kann dann wegen des negativen Demagnetisierungsfeldes das Nukleationsfeld H_N für den Fall, dass K_U klein ist ($T_S = 200$ °C), bei positiven Werten liegen. Entsprechend ist bei großen K_U -Werten das Nukleationsfeld negativ.

In diesem Zusammenhang sind die longitudinalen MOKE-Magnetisierungskurven interessant (Abb. 3.19, Einsatz unten). Die bei $T_S = 200$ °C präparierte Probe LW43_200 zeigt eine deutliche planare Hysterese, worauf auf die Existenz von in der Ebene liegenden Spinkomponenten geschlossen werden kann. Dies wird durch den an der Probe gemessenen Mössbauer-Verkippungswinkel für die Fe-Spintextur $\langle \theta \rangle = 26^\circ - 30^\circ$ (Tabellen 3.5 und 3.6) bestätigt. Mit zunehmender Wachstumstemperatur T_S verschwindet die longitudinale Hystereseschleife immer mehr: bei $T_S = 350$ °C ist in Abb. 3.19 (Einsatz) keine planare Hystereseschleife mehr zu erkennen, in Übereinstimmung mit dem geringen Mössbauer-Verkippungswinkel von $\langle \theta \rangle = 11^\circ - 15^\circ$. Offensichtlich lässt sich die ‘sanduhrartige’ Hystereseschleife mit der Existenz von planaren Spinkomponenten in Verbindung bringen, welche möglicherweise den Widerstand gegen Domänenwandbewegungen verringern.

(b) Koverdampfte Fe₅₀Pt₅₀-Legierungsschichten

Betrachtet man die MOKE-Resultate der stöchiometrisch koverdampften Fe₅₀Pt₅₀-Proben in Abb. 3.20, so stellt man fest, dass alle Proben eine senkrechte Magnetisierung aufweisen. Für die Proben mit $T_S > 200$ °C sind die Hysteresekurven nahezu rechteckförmig und haben ein negatives Nukleati-

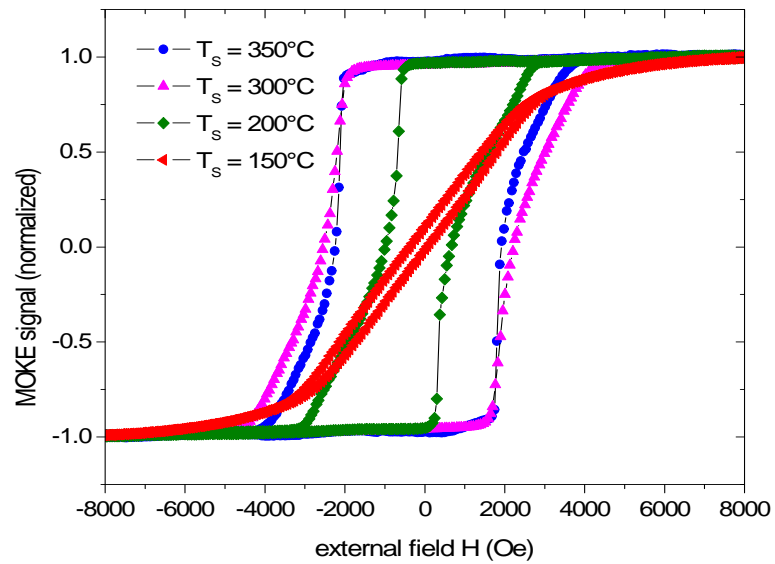


Abbildung 3.20: Polare MOKE-Hystereseschleifen der stöchiometrischen koverdampften Fe₅₀Pt₅₀-Legierungsschichten bei verschiedenen Aufdampftemperaturen T_s .

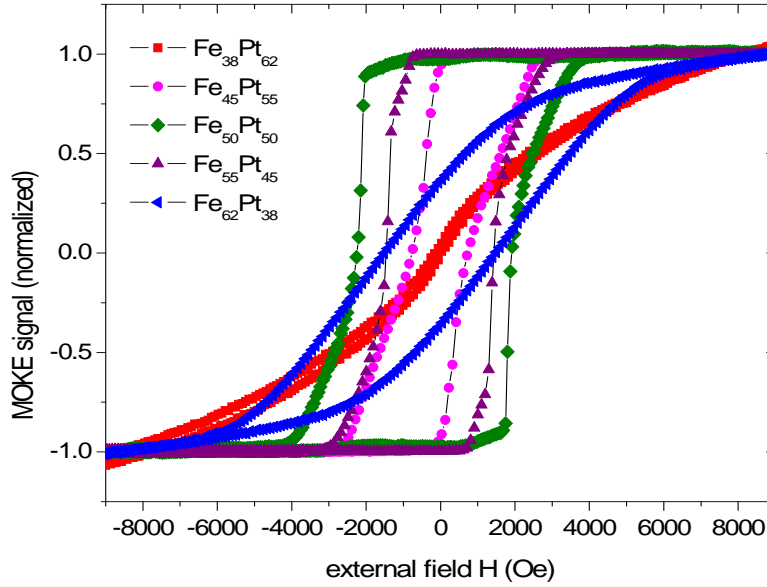


Abbildung 3.21: Polare MOKE-Hystereseschleifen der nichtstöchiometrischen koverdampften $\text{Fe}_x\text{Pt}_{100-x}$ -Legierungsschichten. ($x = 38, 45, 50, 55$ bzw. 62 at.%). ($T_S = 350$ °C).

onsfeld H_N . Die Koerzitivfeldstärken H_C für diese Proben (KO50_300 und KO50_350) liegen im gleichen Bereich wie diejenige der lagenweise aufgewachsene FePt-Schichtsysteme (siehe vorheriger Abschnitt (a)). Bei einer Wachstumstemperatur T_S von 150 °C (Proben KO50_150) dagegen ist die senkrechte Remanenz M_{rem} sehr klein und die Sättigung erfolgt erst bei hohen Feldern. Die leichte Magnetisierungsrichtung steht hier nicht mehr senkrecht zur Ebene, sondern ist verkippt, in Übereinstimmung mit dem großen Mössbauer-Winkel $\langle\theta\rangle = 45^\circ - 52^\circ$.

(c) Koverdampfte nichtstöchiometrische $\text{Fe}_x\text{Pt}_{100-x}$ -Legierungsschichten

Auch die nichtstöchiometrischen Proben wurden mit polarem MOKE untersucht. Sie wurden alle bei $T_S = 350$ °C hergestellt. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.21 dargestellt. Die stöchiometrische Probe KO50_350, die im Ab-

schnitt (b) bereits erläutert wurde, weist einen sehr ähnlicher Verlauf der Hysteresekurve auf wie Probe KO55_350 ($x = 55$ at.% Fe). Die Koerzitivfeldstärke ist jedoch mit $H_C = 1.51$ kOe (Tab. 3.8) geringer als bei der stöchiometrischen Probe ($H_C = 2.09$ kOe). Bei einer noch höheren Fe-Konzentration von 62 at.% (KO62_350) ändert sich der Hystereseverlauf drastisch. Es ist zwar eine senkrechte Magnetisierungs-Komponente und Remanenz vorhanden, aber die magnetokristalline senkrechte Energie ist geringer als bei den anderen Proben mit senkrechter Magnetisierung. Außerdem lässt sich diese Probe im verfügbaren externen Feldbereich nicht sättigen. Dies lässt darauf schließen, dass die leichte Magnetisierungsrichtung weder senkrecht noch planar ist, sondern gegenüber der Filmmormalenrichtung verkippt ist. Der an dieser Probe mit 62 at.% Fe gemessene mittlere Verkippfungswinkel ist mit $\langle\theta\rangle = 13^\circ - 21^\circ$ allerdings relativ klein, was im Widerspruch zu der geringen Remanenz dieser Probe steht. Der Grund dafür ist unklar. Die Probe KO45_350 ($x = 45$ at.% Fe) weist ebenfalls eine senkrechter Magnetisierung auf, allerdings ist die Koerzitivfeldstärke mit $H_C = 0.77$ kOe (Tab. 3.8) deutlich geringer als bei der stöchiometrischen Probe KO50_350 ($H_C = 2.09$ kOe). Außerdem ist das Nukleationsfeld kleiner. Die Probe mit der geringsten Fe-Konzentration ($x = 38$ at.% Fe), die in dieser Arbeit untersucht wurde (KO38_350) zeigt einen Verlauf, der auf eine in der Ebene liegende leichte Richtung schließen lässt, in Übereinstimmung mit dem großen Mössbauer-Verkippfungswinkel von $\langle\theta\rangle = 72^\circ - 86^\circ$ (Tabellen 3.5 und 3.6).

Dass das Koerzitivfeld H_C der Proben bei gleicher Wachstumstemperatur $T_S = 350^\circ\text{C}$ stark von der Fe-Konzentration abhängt, ist in Abb. 3.22 zu erkennen. Der maximale Wert wurde für die im alternierenden Lagenwachstum hergestellte Probe (LW30_350) mit einer 30 Å dicken Fe-Keimschicht gemessen ($H_C = 2.36$ kOe) (Kapitel 3.5.2 (a)). Ein ebenfalls hohes Koerzitivfeld von $H_C = 2.09$ kOe liegt bei der koverdampften stöchiometrischen Probe KO50_350 vor. Die vier Proben mit einer nichtstöchiometrischen Fe-Konzentration weisen alle niedrigere Koerzitivfeldstärken auf.

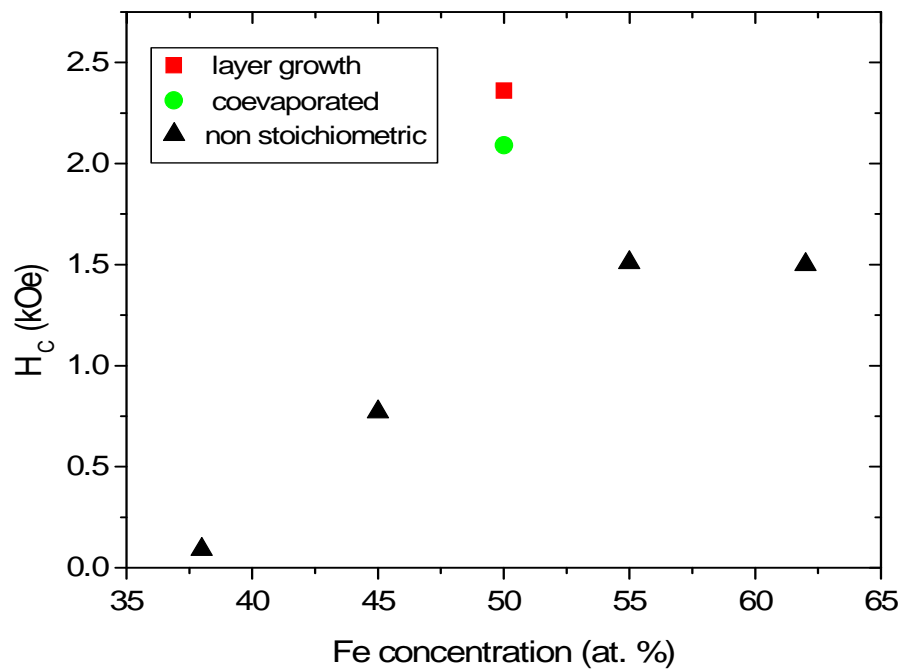


Abbildung 3.22: Koerzitivfelder H_C der bei $T_S = 350$ °C gewachsenen Proben (LW30_350, KO38_350, KO45_350, KO50_350, KO55_350, KO62_350) in Abhängigkeit von der Fe-Konzentration x .

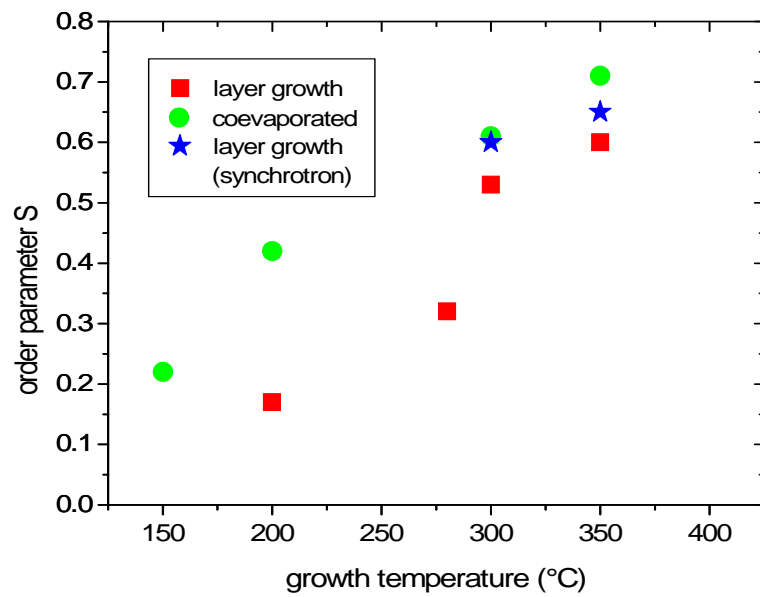


Abbildung 3.23: Röntgenographisch ermittelter chemischer L1₀-Ordnungsparameter S in Abhängigkeit der Wachstumstemperatur T_S der im alternierenden Lagenwachstum hergestellten FePt-Proben (Quadrate) und der koverdampften stöchiometrischen FePt-Legierungsschichten (Kreise). Zum Vergleich sind S -Werte eingezeichnet (Sterne), die durch die Synchrotronmessungen an den durch Lagenwachstum hergestellten Proben ermittelt wurden.

Tabelle 3.8: Magnetische Eigenschaften der FePt-Proben, die durch polare MOKE-Messungen bestimmt wurden. Koerzitivfeldstärke H_C und Nukleationsfeld H_N .

Probe	H_C (kOe)	H_N (kOe)	M_{rem}/M_{sat}
LW30_350	2.36	-0.5	0.98
LW43_200	0.18	+1.4	0.06
LW43_300	2.14	-1.0	0.98
KO50_150	0.22		0.06
KO50_200	0.83	-0.5	0.96
KO50_300	2.40	-1.9	0.96
KO50_350	2.09	-1.9	0.97
KO38_350	0.09		0.03
KO45_350	0.77	0.0	0.93
KO55_350	1.51	-1.0	0.99
KO62_350	1.50		0.36

3.6 Zusammenfassende Diskussion

Es ist gelungen, epitaktische FePt-L1₀-Schichten mit senkrechter magnetischer Anisotropie auf Pt(60 Å)/Fe(30 Å/4.3 Å)/GaAs(001)-(4×6) bei unterschiedlichen Temperaturen zu präparieren. Dabei ist der langreichweitige chemische L1₀-Ordnungsgrad S bei den stöchiometrischen Proben von der Wachstumstemperatur T_S abhängig, welche wiederum die Oberflächendiffusion bestimmt. Die Abhängigkeit des röntgenographisch bestimmten chemischen Ordnungsparameters S von der Wachstumstemperatur T_S ist in Abb. 3.23 dargestellt. Für die durch alternierendes Lagenwachstum hergestellten Proben erreicht der chemische Ordnungsgrad ein Maximum von $S = 0.60$ bei einer Wachstumstemperatur $T_S = 350$ °C für die Probe mit dicker (30 Å) Fe-Keimschicht. Für eine dünnere Keimschicht von 4.3 Å und einer Wachstumstemperatur von $T_S = 300$ °C liegt das Maximum etwas niedriger bei $S = 0.53$. Zum Vergleich sind in Abb. 3.23 ebenfalls die aus den Synchrotron-Messungen erhaltenen S -Werte von 0.60 ($T_S = 300$ °C) und 0.65 ($T_S = 350$ °C) der im alternierenden Schichtwachstum hergestellten Proben eingezeichnet. Sie sind etwas größer als die mittels konventioneller Röntgenbeugung bestimmten Werte. Bei höheren Wachstumstemperaturen tritt hier

leider Legierungsbildung des Films mit Ga- und/oder As-Atomen auf. Bei den Proben mit 30 Å dicker Keimschicht setzt diese Legierungsbildung erst ab $T_S = 400\text{ }^\circ\text{C}$ ein. Eine größere L1₀-Ordnung konnte durch Koverdampfen der beiden Materialien erreicht werden. Hier stellt sich die Ordnung für sonst gleiche Parameter durch L1₀-Einheitszellenwachstum besser ein, wie anhand der RHEED-Oszillationen nachgewiesen wurde (Kapitel 3.3.2). Die bei 350 °C koverdampfte stöchiometrische Fe₅₀Pt₅₀-Probe lieferte den größten Ordnungsparameter mit $S = 0.71$ aller hier untersuchten Proben. Höhere Ordnungsgrade, wie in der Literatur für FePt-L1₀-Schichten auf MgO beschrieben, sind bei GaAs-Substraten nicht zu erreichen, da die dafür benötigten höheren Wachstumstemperaturen T_S Legierungsbildung zwischen Film und GaAs-Substrat auslösen. Die nichtstöchiometrischen Fe_xPt_{100-x}-Legierungsfilme zeigten sowohl für höhere ($x > 50$ at.% Fe) als auch für niedrigere ($x < 50$ at.% Fe) Fe-Konzentrationen geringere chemische Ordnung S als die stöchiometrische Fe₅₀Pt₅₀-Probe, wenn sie bei derselben Wachstumstemperatur ($T_S = 350\text{ }^\circ\text{C}$) präpariert wurden (Tab. 3.4).

Die unterschiedlichen spektralen Parameter der fct-L1₀-FePt-Phase und der ungeordneten fcc-FePt-Phase erlauben es, diese beiden Phasen in den Mössbauer-Spektren getrennt nachzuweisen. Die CEMS-Messungen erlauben also, den relativen Phasenanteil der L1₀-Phase bzw. der fcc-Phase in den Proben zu bestimmen. Zu beachten ist dabei, dass der Mössbauer-Effekt eine lokale Methode ist, der die atomare Nahordnung in der Umgebung der ⁵⁷Fe-Atome anzeigt. Eines der wichtigsten Ergebnisse des vorliegenden Kapitels dieser Arbeit ist die Beobachtung, dass die L1₀-Nahordnung (relative spektrale Mössbauer-Fläche der geordneten L1₀-Phase) und L1₀-Fernordnung (chemischer Ordnungsparameter S) korreliert sind. Diese wichtige Aussage folgt aus Abb. 3.24. Je größer der chemische Ordnungsparameter S , desto größer wurde auch der Anteil der geordneten L1₀-Phase im CEM-Spektrum der Proben, wie in Abb. 3.24 klar zu erkennen ist. Diese Korrelation zwischen S und der relativen spektralen Fläche der L1₀-Phase im CEM-Spektrum verläuft in guter Näherung linear. Legt man durch die Werte eine Ausgleichsgerade, wie in Abb. 3.24 geschehen (rote Linie), so erhält man eine Geradensteigung von $(96 \pm 11)\%$ und eine relative spektrale Fläche von $(5.4 \pm 6.4)\%$ für $S =$

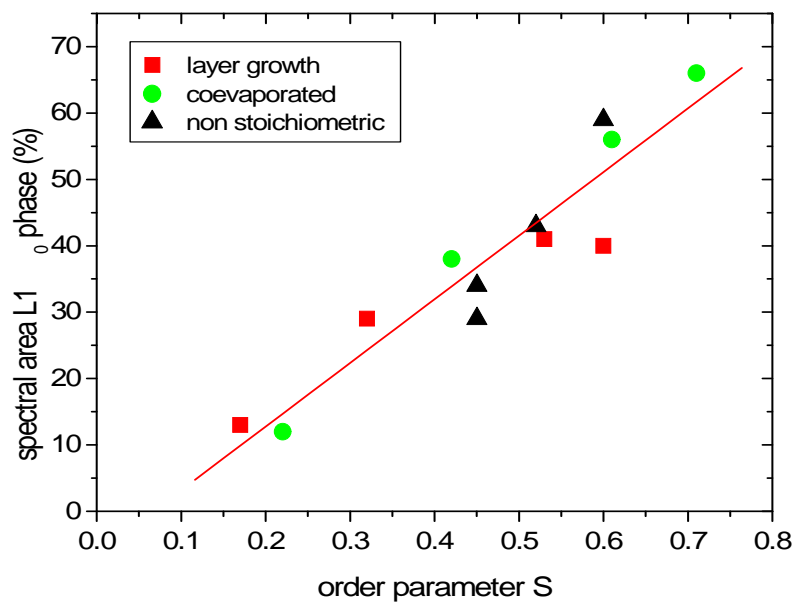


Abbildung 3.24: Relative spektrale Fläche der geordneten FePt-L1₀-Phase im CEM-Spektrum in Abhängigkeit vom chemischen Ordnungsparameter S für die durch alternierendes Lagenwachstum (Quadrate), stöchiometrische Koverdampfung (Kreise) sowie für nichtstöchiometrische Koverdampfung (Dreiecke) hergestellte Proben. Die Werte wurden durch eine lineare Ausgleichsgerade angepasst.

0. Man ist mittels der Mössbauer-Spektroskopie also in der Lage, neben der Nahordnung ebenfalls Aussagen über die Fernordnung der FePt-Schichten zu treffen. Dies ist umso bemerkenswerter, da diese Aussage auf alle in dieser Arbeit untersuchten Proben zutrifft, unabhängig von ihrer Wachstumsart und von der Fe-Konzentration der Proben (Abb. 3.24).

Ein weiteres wichtiges Ergebnis dieser Arbeit ist, dass der mittlere Verkipfungswinkel $\langle\theta\rangle$ der Fe-Spintextur in Zusammenhang mit dem Ordnungsgrad S bzw. mit dem spektralen L1₀-Anteil im Mössbauer-Spektrum steht. Für eine wohl geordnete Probe nimmt $\langle\theta\rangle$ kleine Winkel an. In Abb. 3.25 wurde die relative spektrale Fläche der L1₀-Phase als Funktion ihres Winkels $\langle\theta\rangle$ aufgetragen. Sowohl für die lagenweise gewachsenen als auch (noch deutlicher) für die koverdampften FePt-Filme nimmt $\langle\theta\rangle$ mit steigendem L1₀-Phasenanteil (d. h. steigendem S) systematisch ab. Bei den nichtstöchiometrischen Fe _{x} Pt_{100- x} -Filmen besteht dagegen keine klare Korrelation zwischen L1₀-Anteil und $\langle\theta\rangle$. Interessant ist, dass der Spin-Verkipfungswinkel $\langle\theta\rangle$ größer ist als die Breite der zugehörigen Rocking-Kurven (Abb. 3.11). Für die im alternierenden Lagenwachstum hergestellten Proben LW43_300 ($T_S = 300^\circ\text{C}$) und LW30_350 ($T_S = 350^\circ\text{C}$) lagen die Halbwertsbreiten der Rocking-Kurven bei 3.9° . Der Spin-Verkipfungswinkel (aus den CEM-Spektren, Tab. 3.5) besaß aber Werte von 13° (LW43_300) und 11° (LW30_350). Dies ist ein Anzeichen dafür, dass die Fe-Spinstruktur nicht exakt kollinear mit der c -Achse ist. Erwähnenswert ist auch, dass die ungeordnete fcc-Phase ebenfalls kleine Winkel $\langle\theta\rangle$ aufweist (z. B. 15° bei LW30_350 mit $T_S = 350^\circ\text{C}$). Offensichtlich werden die Fe-Momente der fcc-Phase durch Austauschkopplung mit denen der L1₀-Phase senkrecht ausgerichtet.

Die mittels MOKE bestimmten Nukleationsfelder H_N liegen in einem weiten Bereich von -1.9 kOe und $+1.4\text{ kOe}$ (Tab. 3.8). In Abb. 3.26 erkennt man, dass bei den besser geordneten Proben mit einem hohen relativen spektralen Anteil der geordneten L1₀-Phase der Wert für H_N negativ ist und sich mit abnehmender Ordnung in Richtung positiver Werte verschiebt. Diese Tendenz scheint unabhängig von der Wachstumsart zu sein. Oberhalb eines kritischen spektralen L1₀-Phasenanteils von ca. 40 % tritt ein Vorzeichenwechsel des Nukleationsfeldes H_N von positiv zu negativ auf, verbunden mit

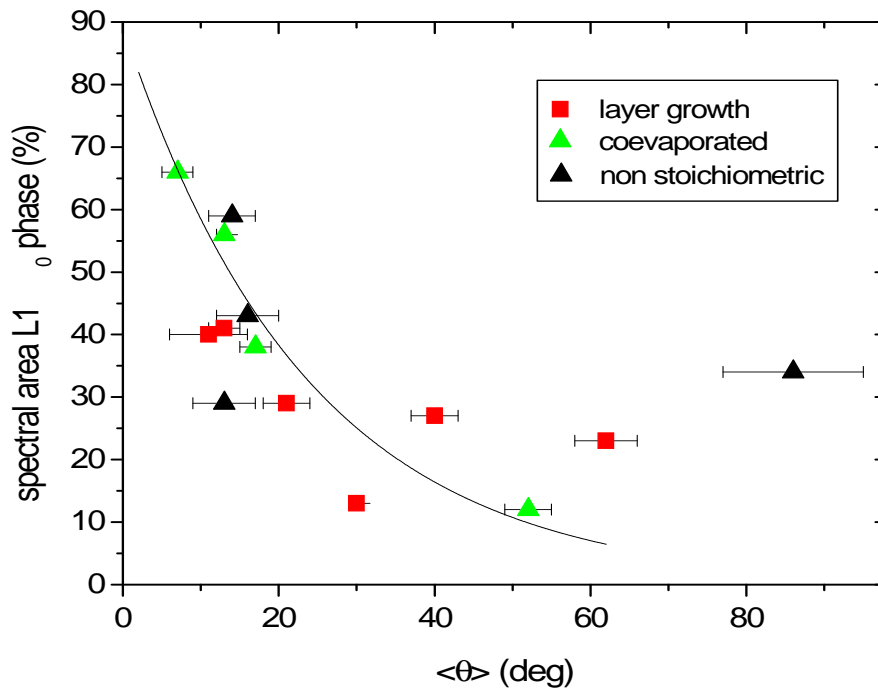


Abbildung 3.25: Relative spektrale Fläche der geordneten L1₀-Phase der CEM-Spektren als Funktion des Mössbauer-Verkipfungswinkels $\langle \theta \rangle$ der L1₀-Phase für die verschiedenen FePt-Filme: Lagenweises Wachstum (Quadrate), stöchiometrisch koverdampft (Kreise) und nichtstöchiometrisch koverdampft (Dreiecke). (Die Kurve dient zur Führung der Augen).

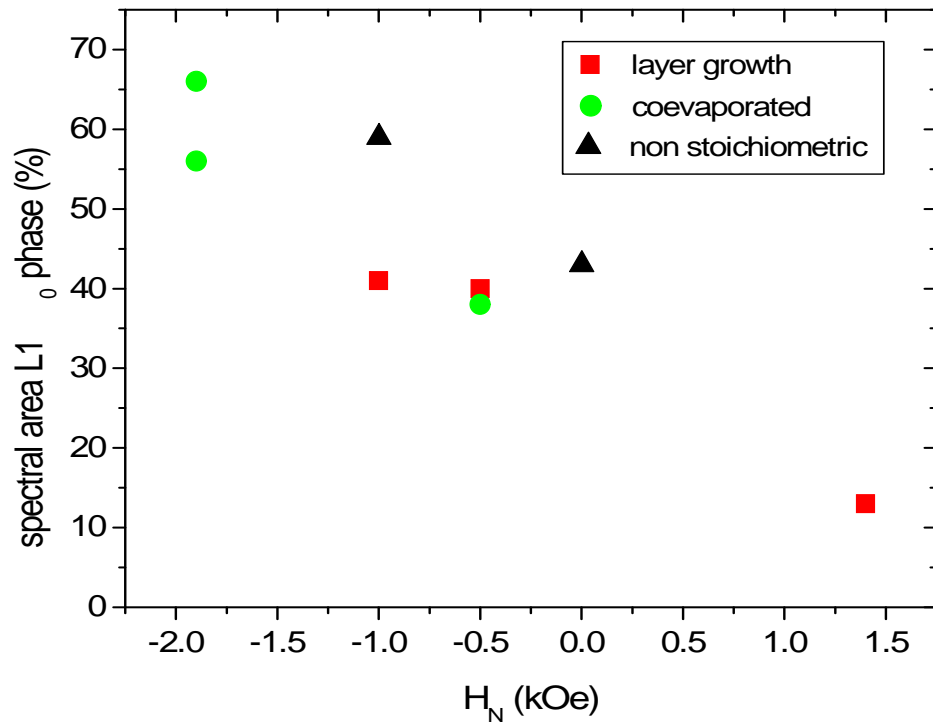


Abbildung 3.26: Relative spektrale Fläche der geordneten L1₀-Phase der CEM-Spektren in Abhängigkeit von der Nukleationsfeldstärke H_N (aus MOKE-Messungen) für durch alternierendes Lagenwachstum (Quadrate), stöchiometrisches Koverdampfen (Kreise) und nichtstöchiometrisches Koverdampfen (Dreiecke) hergestellte Proben.

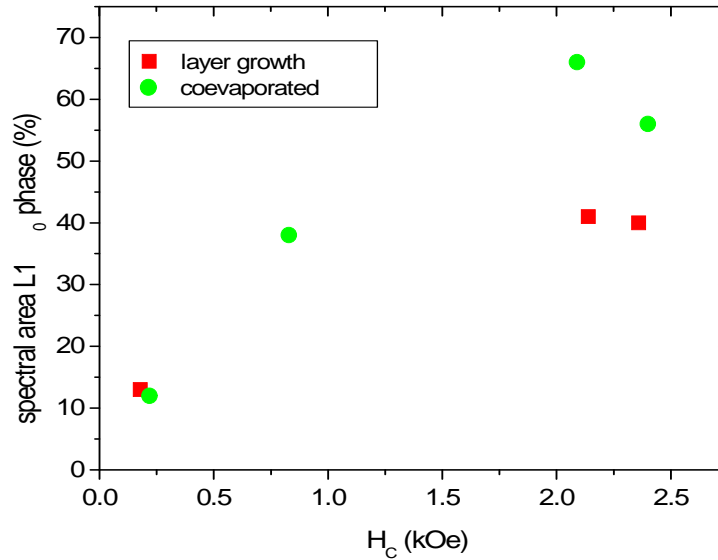


Abbildung 3.27: Relative spektrale Fläche der geordneten L1₀-Phase der CEM-Spektren in Abhängigkeit von der Koerzitivfeldstärke H_C (aus MOKE-Messungen) für durch alternierendes Lagenwachstum (Quadrate), stöchiometrisches Koverdampfen (Kreise) und nichtstöchiometrisches Koverdampfen (Dreiecke) hergestellte Proben.

einem starken Anstieg der senkrechten Remanenz.

Für die verschiedenen Proben ergaben sich sehr unterschiedliche Koerzitivfeldstärken. Der höchste Wert $H_C = 2.4$ kOe wurde an der Probe KO50_300 gemessen (Tab. 3.8). Mit zunehmendem L1₀-Phasenanteil steigt H_C systematisch an (Abb. 3.27).

Abschließend sollte noch angemerkt werden, dass der hier gewählte Probenaufbau für einen Spinausrichter in einer Spin-LED ungeeignet ist. Die Fe-Keimschicht wie auch die unmagnetische Pt-Pufferschicht würden die Spinpolarisation der Leitungselektronen bei der Spininjektion durch Spinflipstreuung sicherlich zerstören. Das bedeutet aber nicht, dass FePt-L1₀-Schichten an sich dafür ungeeignet sind, wie neue Untersuchungen zeigen [23]. Dort wurde eine dünne MgO(001)-Schicht als Tunnelbarriere und Diffusionsbarriere

zwischen einer GaAs-LED-Oberfläche und einem FePt-L1₀-Film eingelagert. Auf diese Weise wurden die für die Spininjektion schädlichen Keim- und Pufferschichten vermieden.

Kapitel 4

Fe-Kontakte auf GaAs(001) und GaAs(001)-basierenden LEDs

4.1 Fe auf GaAs und GaAs-LED

Auf Grund der Entdeckung verschiedener magnetoelektronischer Effekte, wie zum Beispiel den GMR- und den TMR-Effekt, besteht seit den letzten zwei Jahrzehnten ein besonderes Interesse an dünnen ferromagnetischen Heterostrukturen. Auch im Hinblick auf die Spininjektion besteht ein besonderes Interesse daran, Halbleiter mit ferromagnetischen Materialien in Verbindung zu bringen. Aus diesem Grund ist auch das System Fe/GaAs(001) in der Literatur vielfach untersucht worden [43, 77, 90, 90–104]. Da die Curietemperatur $T_C = 1043$ K von Fe weit über Raumtemperatur liegt und ein großes magnetisches Fe-Moment von $2.2 \mu_B$ vorliegt, ist Fe für spinelektronische Anwendungen besonders geeignet. Außerdem wächst Fe in der stabilen bcc-Phase epitaktisch auf GaAs(001), da die Fe-Gitterkonstante nahezu der halben Gitterkonstante des GaAs entspricht und die Gitterfehlانpassung dieser beiden Materialien nur bei 1.4 % ($2a_{Fe}/a_{GaAs} = 1.014$) liegt. Ein weiterer Vorteil für die Spininjektion ist die natürliche Schottky-Barriere an der Fe/GaAs-Grenzschicht. Diese Barriere überwindet die Leitfähigkeitfehlانpassung zwi-

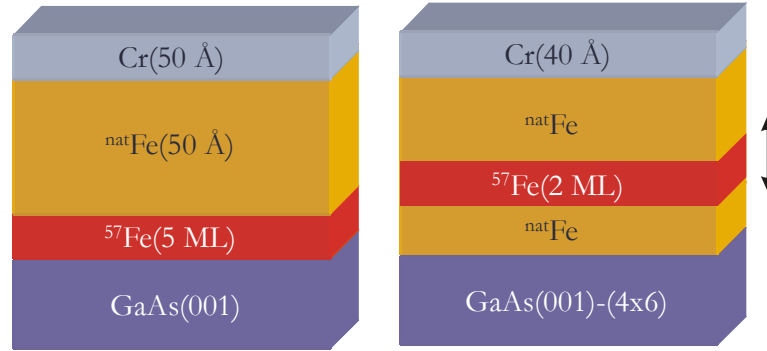


Abbildung 4.1: Schematische Struktur der Proben GaAs_RT, GaAs_-140 und GaAs-LED_RT. Die Proben GaAs_RT und GaAs_-140 wurden auf GaAs(001)-(4×6) bei RT bzw. -140 °C aufgewachsen. Die Probe AlGaAs-LED_RT wurde bei Raumtemperatur auf eine GaAs-basierende LED aufgedampft. Rechts: schematischer Aufbau der Probenserie zur Untersuchung des Diffusionsverhalten von Ga und As in die Fe Schicht, welche bei Raumtemperatur oder bei -5 °C aufgewachsen wurde.

schen einem metallischen Ferromagneten und einem Halbleiter.

Für die Effektivität der Spininjektion einer Fe/GaAs-Kontaktes ist es wichtig, eine optimale Grenzflächenstruktur zu erreichen, da der Spininjektionsprozess sehr stark von der Güte der Ferromagnet/Halbleiter Grenzfläche abhängt. Die Oberflächenrekonstruktion spielt dabei eine weit reichende Rolle. As-reiche Oberflächen reduzieren zwar die Defekte im Fe [105], es können sich aber auch Fe-As-Verbindungen ausbilden, welche nicht ferromagnetisch sind und so genannte ‘magnetisch tote Schichten’ an der Grenzfläche ausbilden [77]. Es ist auch möglich, dass sich $Fe_3Ga_{2-x}As_x$ -Legierungen bilden, welche nur ein halb so großes magnetisches Moment wie reines bcc-Fe aufweisen [101]. Die Interdiffusion von Substratatomten wird durch das Wachstum bei RT reduziert, jedoch wird das Wachstum der Fe-Schicht dadurch insel-förmig.

4.1.1 Experimentelle Durchführung

Im UHV-System wurden durch MBE-Wachstum bcc-Fe-Filme auf GaAs(001)-(4×6) und auf GaAs(001)-basierenden Leuchtdioden (LED) abgeschieden. Die Reinigung der GaAs(001)-Substrate wurde wie zuvor in Kapitel 2.4.2 beschrieben durchgeführt, so dass eine Ga-terminierte Oberfläche vorlag. Die LEDs waren nach ihrer Herstellung mit einer As-Schutzschicht versehen worden, um nach dem Transport in Luft einen schädigenden Reinigungsprozess zu umgehen. Die As-Schutzschicht kann im UHV durch Heizen auf etwa 400 °C desorbiert werden. Dadurch kann ein Ar⁺-Ionenbeschuss vermieden werden, der die LED zerstören würde. Nach der Desorption lag eine As-terminierte Oberfläche mit einer (2×2)-Überstruktur vor. Auf diese Substrate wurden Filme von etwa 55 Å ^{nat}Fe oder zu 95% angereichertes ⁵⁷Fe bei RT oder auch bei -140 °C aufgewachsen. Der Druck in der UHV-Kammer war dabei stets besser als 3 · 10⁻⁹ mbar. Die Wachstumsrate lag bei 0,03 Å/s, wobei die Rate und die Filmschichtdicke durch einen kalibrierten Schwingquarz kontrolliert wurden. Alle Proben wurden mit einer 40 Å oder 50 Å dicken Chromschicht bedeckt, welche die Proben vor Oxidation schützt. Es wurden zwei ⁵⁷Fe-Sondenschicht-Proben (Cr(50Å)/^{nat}Fe(50Å)/⁵⁷Fe(5ML)/GaAs(001)-(4×6)) hergestellt, die bei einer Substrattemperatur von T_S = RT (**Probe: GaAs_RT**) bzw. T_S = -140 °C (**Probe: GaAs_-140**) aufgewachsen wurden. Die 5 ML dicken ⁵⁷Fe-Sondenschichten befinden sich direkt an der Grenzfläche zum GaAs, so dass die magnetischen Eigenschaften des Fe an der Grenzfläche mittels CEMS untersucht werden konnten. Ein schematischer Aufbau der Proben ist in Abb. 4.1 zu sehen. Eine weitere Probe (**Probe: GaAs-LED_RT**) ist der Probe GaAs_RT sehr ähnlich. Der Unterschied besteht lediglich in einem anderen Substrat: Hier wurde als Substrat eine GaAlAs(001)-basierenden LED benutzt. In einer weiteren Serie von Proben wurde die ⁵⁷Fe-Sondenschicht in unterschiedlichen Abständen von der Fe/GaAs(001)-(4×6)-Grenzfläche positioniert. Die Sondenschicht war für diese Proben 2 ML dick und wurde in Schritten von jeweils 2 ML weiter von der Grenzfläche entfernt. Die Schichtdicke für ^{nat}Fe lag insgesamt bei 50 Å. Diese Serie wurde bei Raumtemperatur präpariert. Für einige ausge-

wählte Entfernungen der ^{57}Fe -Sondenschichten von der Fe/GaAs-Grenzfläche wurden ebenfalls Proben bei $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$ gewachsen. Bei diesen Serien sollte das Diffusionsverhalten von Ga und As in die Fe Schicht mittels Mössbauer-Spektroskopie untersucht werden. Kontinuierliche RHEED-Beobachtungen während des Wachstums wurden durch eine CCD-Kamera, welche mit einem Computer verbunden war, erreicht. Die RHEED-Reflexabstände konnten Aufschluss über Änderungen der planaren Gitterkonstanten geben.

4.1.2 Fe-Wachstum auf GaAs(001) und GaAs(001)-LED

(a) Fe/GaAs(001)-(4×6)

Die Abbildungen in 4.2 (a) und 4.2 (b) zeigen RHEED-Bilder nach dem Verdampfen von 5 ML ^{57}Fe bei einer Wachstumstemperatur von $T_S = \text{RT}$ bzw. $T_S = -140\text{ }^{\circ}\text{C}$. Die Oberflächenrekonstruktion der GaAs(001)-Oberfläche ist bei der Raumtemperaturprobe verschwunden. Bei der Probe, welche bei $-140\text{ }^{\circ}\text{C}$ präpariert wurde, sind noch Reflexe des GaAs(001)-Substrats zu erkennen. Außerdem weist das RHEED-Bild der Probe GaAs $_{-140}$ Ansätze von Debye-Scherrer-Ringen auf. Die Abbildungen 4.2 (c) und (d) stellen die RHEED-Reflexe der beiden Proben mit einer Fe-Bedeckung von 57 \AA dar. In beiden Fällen handelt es sich bei den RHEED-Reflexen um Durchstrahlungsreflexe, was gleichbedeutend ist mit 3D-Insel-Wachstum (Volmer Weber-Wachstum). Die bei Probe GaAs $_{-140}$ bereits bei 5 ML aufgetretenen schwachen Debye-Scherrer-Ringe sind auch nach dem Aufdampfen von 57 \AA Fe zu erkennen. Die Fe-Schichten wachsen also inselartig und epitaktisch mit (001)-Orientierung auf GaAs(001) auf. Bei Raumtemperatur ergeben sich offenbar keine sehr hohen Inseln, da bereits nach 5 ML Bedeckung keine RHEED-Reflexe des GaAs-Substrats mehr zu beobachten sind und somit die Fe-Schicht bereits geschlossen ist. Beim Wachstum bei $-140\text{ }^{\circ}\text{C}$ bilden sich offenbar höhere Inseln, so dass das GaAs noch nicht ganz vollständig mit Fe bedeckt wurde. Die Debye-Scherrer-Ringe deuten ein teilweise polykristallines Wachstum an. In Abb. 4.3 ist der zeitliche Verlauf der RHEED-Intensitäten in der Mitte des spekularen (0,0)-Reflexes während des Wachstums der Probe GaAs $_{\text{RT}}$ dargestellt. Die Intensität nimmt zunächst ab, gleichbedeutend mit einer Zu-

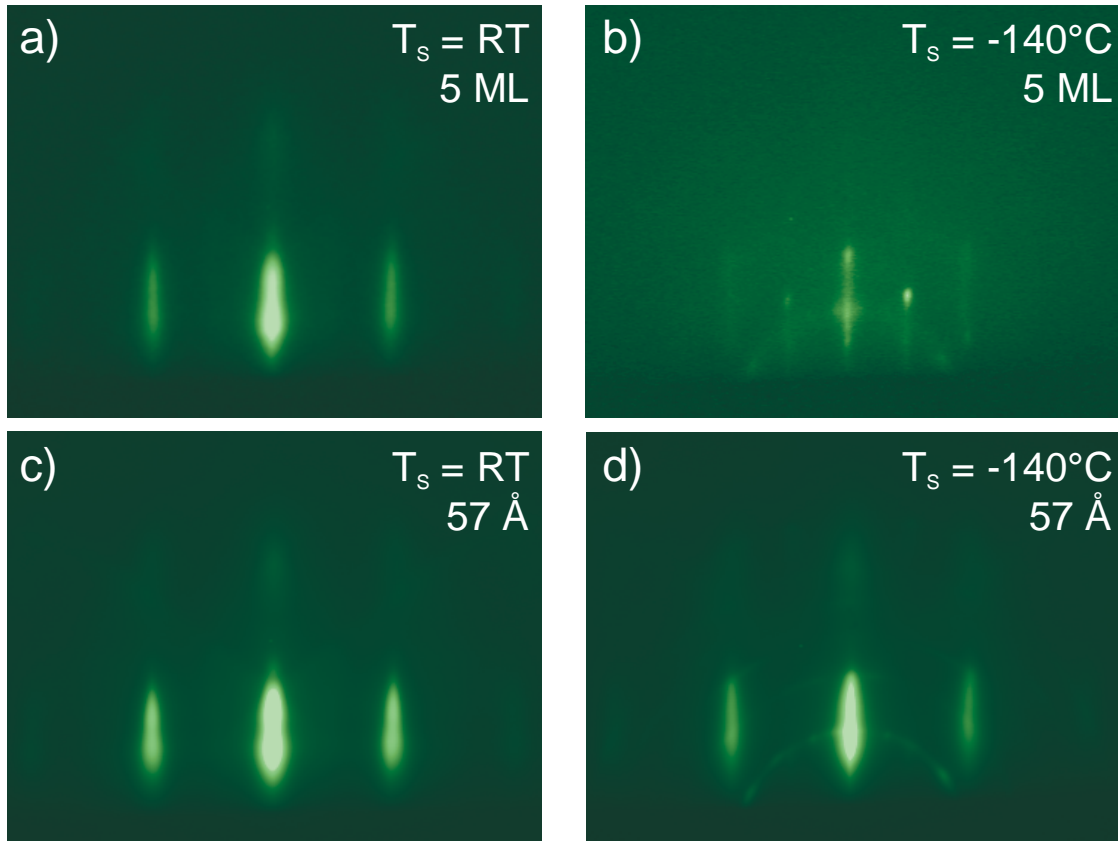


Abbildung 4.2: RHEED-Bilder von Fe(001) auf GaAs(001) entlang dem [110]-Azimut. 5 ML $^{57}\text{Fe}(001)$ aufgewachsen bei a) RT und b) -140°C . 50 Å zusätzliches Fe(001) aufgedampft bei c) RT und d) -140°C . In b) sind noch schwache Reflexe des GaAs(001)-Substrats zu erkennen. (Elektronenenergie 15 keV, $30\mu\text{A}$).

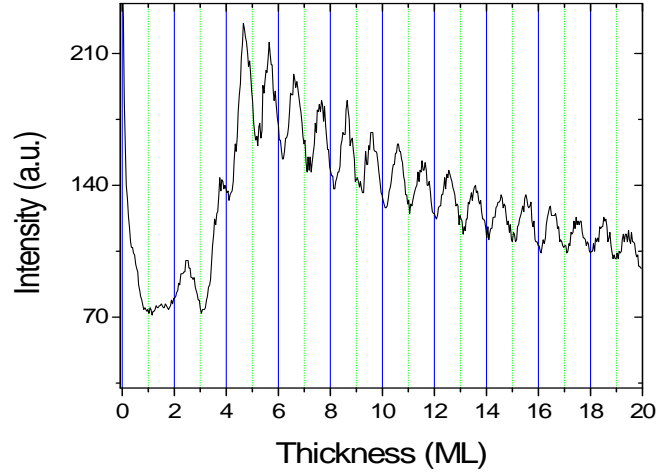


Abbildung 4.3: RHEED-Intensitätsverlauf des spekularen (0,0)-Reflexes in Abhängigkeit der Fe-Schichtdicke beim Aufwachsen einer Fe(001)-Schicht auf GaAs(001)-(4×6). ($T_S = RT$). Oberhalb von 5 ML Fe entspricht die Oszillationsperiode 1 ML Fe(001).

nahme der Rauigkeit. Die Tatsache, dass bei einer nominellen Fe-Bedeckung von 1 ML kein Anstieg der Intensität zu erkennen ist, wie es bei einer geschlossenen ML der Fall wäre, kann auf die Bildung von Inseln zurückgeführt werden. Erst bei einer nominellen Fe-Schichtdicke von etwa 2.7 ML zeigt sich ein deutlicher Peak. Hier hat sich also zum ersten Mal eine relativ glatte Oberfläche gebildet, möglicherweise dadurch, dass die ersten Fe-Cluster perkoliert sind. Für 4 ML Fe-Bedeckung ist die Glättung in noch höherem Maße erfolgt. Bei 5 ML Fe ist die Oberfläche nahezu so glatt, wie zuvor die GaAs(001)-Oberfläche. Für die Schichten oberhalb 5 ML setzt sich nun ein Quasi-Lagenwachstum fort, da die nun folgenden Intensitätsoszillationen eine sehr konstante Periodendauer aufweisen. Der Übergang vom Insel- zum Lagenwachstum bei diesem System ist in der Literatur bekannt [77, 100]. Die Intensität der Maxima nimmt mit wachsender Fe-Schichtdicke ab, begründet mit einer immer rauer werdenden Oberfläche.

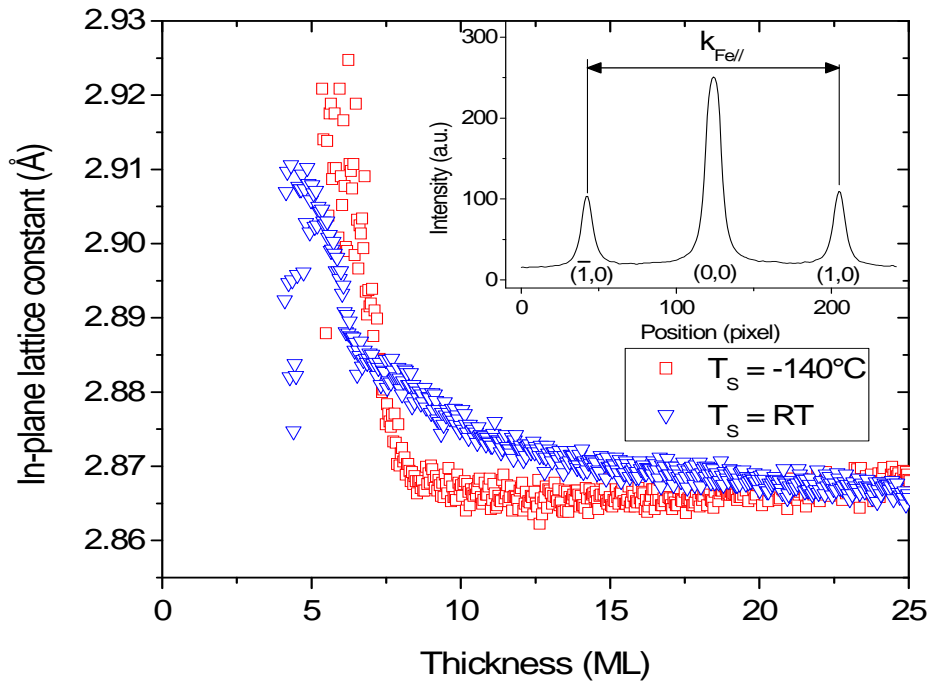


Abbildung 4.4: Laterale Fe-Gitterkonstante gemessen bei Elektroneneinfall entlang der Richtung [110] während des Wachstums von Fe(001) auf GaAs(001)-(4×6) für die bei RT (blau) und die bei -140°C (rot) präparierten Fe-Filme. Einsatz: Ein Intensitätsprofil eines Fe-RHEED-Beugungsbildes.

Um die planare Gitterkonstante des Fe-Films zu bestimmen, wurden horizontale Intensitätsprofile entlang des $[110]$ -Azimuts der RHEED-Beugungsreflexe $(\bar{1},0)$, $(0,0)$ und $(1,0)$ während des Wachstums bestimmt (Elektroneneinfall entlang dem $[110]$ -Azimut). Dafür ist ein Beispiel im Einsatz von Abb. 4.4 dargestellt. Die drei fundamentalen Reflexe wurden durch je eine lorentzförmige Kurve angepasst, der Untergrund mit einem Polynom. Der Abstand $k_{Fe\parallel}$ zwischen den Reflexen $(1,0)$ und $(\bar{1},0)$ ist im reziproken Raum gerade umgekehrt proportional zum in der Ebene liegenden relativen Atomabstand $d_{Fe\parallel}$ (senkrecht zum einfallenden Strahl). Somit konnte mit Hilfe dieser Anpassung die planare Gitterkonstante in Abhängigkeit von der Fe-Schichtdicke bestimmt werden, wobei die Gitterkonstante der relaxierten Fe-Schicht (bei großer Fe-Bedeckung, z. B. 25 ML) auf den Wert von massivem Fe $a_{Fe} = 2.8665 \text{ \AA}$ gesetzt wurden. Dies geschah sowohl für die Proben GaAs_RT als auch für GaAs_-140. Für beide Proben konnte die Gitterkonstante erst ab einer Fe-Schichtdicke von 5 ML bzw. 7 ML gemessen werden, da die Fe-Reflexe zuvor für eine Auswertung zu schwach waren. Die planare Gitterkonstante wird für beide Proben zunächst größer und erreicht ein Maximum, bevor sie dann zum massiven Fe-Wert hin relaxiert. Der große Anstieg der Gitterkonstanten zu Beginn des Fe-Wachstums kann auf Verunreinigungen durch Substratatome (As und/oder Ga) in der Fe-Schicht zurückgeführt werden, da die Atomradien dieser Fremdatome größer sind als der Atomradius von Fe. Der Verlauf der Gitterkonstanten unterscheidet sich für die beiden Wachstumstemperaturen: Die Gitterkonstante der bei $T_S = RT$ gewachsenen Probe erreichte bereits bei etwa einer Schichtdicke von 5 ML das Maximum, gefolgt von einer bis zu 20 ML andauernden Relaxation. Die GaAs_-140 Probe ($T_S = -140 \text{ }^\circ\text{C}$) erreicht die maximale Gitterkonstante erst bei einer Schichtdicke von etwa 7 ML, gefolgt von einer Relaxation zum massiven Fe-Wert bereits nach etwa 10 ML Fe-Schichtdicke (Abb. 4.4). Der Grund für dieses unterschiedliche Verhalten liegt darin, dass die erstgenannte Probe ($T_S = RT$) glatter aufwächst und schon unterhalb 5 ML einen geschlossenen Film bildet, wie auch die RHEED-Bilder zeigen (Abb. 4.2). So wird die Relaxation wegen der Epitaxie später abgeschlossen, als bei der GaAs_-140 Probe, bei der die Inseln höher und der Fe-Film nicht geschlossen sind. Durch diese höheren

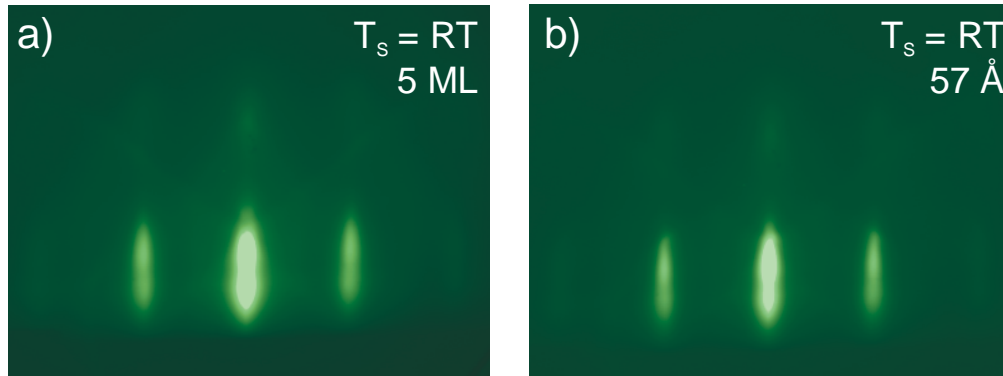


Abbildung 4.5: RHEED-Bilder entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung einer 5 ML a) und einer 57 Å b) dicken Fe(001)-Schicht auf einer GaAs(001)-LED (Elektronenenergie 15 keV, 30 μ A).

Inseln ist die Relaxation schneller abgeschlossen, da hier die Inseloberfläche frei ist und der Epitaxieeffekt weniger stark wirkt.

(b) Fe/GaAs(001)-LED

Da bei den hier verwendeten GaAlAs-LEDs die oberen 150 nm aus Si-dotiertem GaAs bestehen und die oberste Schicht einer Si- δ -Dotierung unterzogen wurde, ist das Wachstum auf den LEDs gesondert zu betrachten. In Abb. 4.5 sind RHEED-Bilder der epitaktisch bei RT aufgewachsenen Fe(001)-Schicht auf einer GaAs(001)-basierenden LED zu sehen, welche zuvor auf etwa 400 °C aufgeheizt wurde, um die vorhandene As-Schutzschicht zu desorbieren. Die auf der LED aufgewachsene Fe-Schicht zeigt ähnliche Reflexe wie die auf GaAs(001)-(4 \times 6) bei RT gewachsene Schicht (Abb. 4.2). Auch hier sind bei 5 ML Fe-Bedeckung keine GaAs-Reflexe mehr erkennbar, und es zeigen sich typische 3D-Reflexe, welche sich bis zu einer Schichtdicke von mindestens 57 Å fortsetzen.

4.1.3 Fe/GaAs(001) und Fe/GaAs(001)-LED: Grenzflächenmagnetismus

(a) Fe/GaAs(001)-(4×6)

Abb. 4.6 zeigt die CEM-Spektren der 5 ML (7.2 Å) dicken ^{57}Fe -Sondenschicht an der Grenzfläche zu GaAs(001)-(4×6), aufgedampft bei RT bzw. bei -140 °C. Die Spektren wurden mit zwei Unterspektren angepasst: Einem kristallinen Sextett für bcc-Fe und einer magnetischen Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$ für die ungeordnete Phase an der Grenzfläche, welche durch Legierungsbildung zustande kommt. Für alle Unterspektren wurde ein Linienintensitätsverhältnis $I_{2(5)}/I_{3(4)}$ der Linien 2 zu 3 bzw. 5 zu 4 von 4.0, also eine in der Ebene liegenden Magnetisierung, angenommen und bei der Anpassung festgehalten. Die Isomerieverschiebung δ wurde linear mit dem magnetischen Hyperfeinfeld B_{hf} korreliert, um der Verteilung der lokalen Fe-Umgebungen Rechnung zu tragen [106–108]. Der Anteil (relative spektrale Fläche) des kristallinen Spektrums am gesamten Spektrum beträgt in beiden Fällen 21 %. Der Rest von 79 % gehört zum Grenzflächenanteil. Ein geringer Anteil des Mössbauer-Signals stammt auch von der über der ^{57}Fe -Schicht liegenden ^{nat}Fe -Schicht mit einer Isotopenhäufigkeit von 2.2 % ^{57}Fe . Berücksichtigt man diesen Anteil, so stellt man fest, dass die magnetische Hyperfeinfeldverteilung (Grenzflächenlegierung) effektiv durch 6.6 Å ^{57}Fe der 7.2 Å (5 ML) dicken Sondenschicht hervorgerufen wird, während 0.6 Å ^{57}Fe der Sondenschicht in Form von nahezu perfektem bcc-Fe vorliegt. Man erkennt in Abb. 4.6, dass die $P(B_{hf})$ -Verteilungen der beiden Proben sehr ähnlich sind. Daraus folgt, dass die Wachstumstemperatur T_S zwischen -140 °C und RT keinen signifikanten Einfluss auf die magnetischen Grenzflächeneigenschaften hat. Auch die Dicke der Grenzflächenzone ist offenbar unabhängig von diesem T_S -Bereich, da sich der spektrale Grenzflächenanteil (79 %) nicht ändert.

Eines der wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchung ist, dass aus den magnetischen Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$ (Abb. 4.6) auf eine Abwesenheit einer ‘magnetisch toten Schicht’ an der Grenzfläche beider Proben geschlossen werden kann. Dies folgt aus der Tatsache, dass bei $B_{hf} = 0$ T kein signifikanter Beitrag in den Hyperfeinfeldverteilungen beobachtet wer-

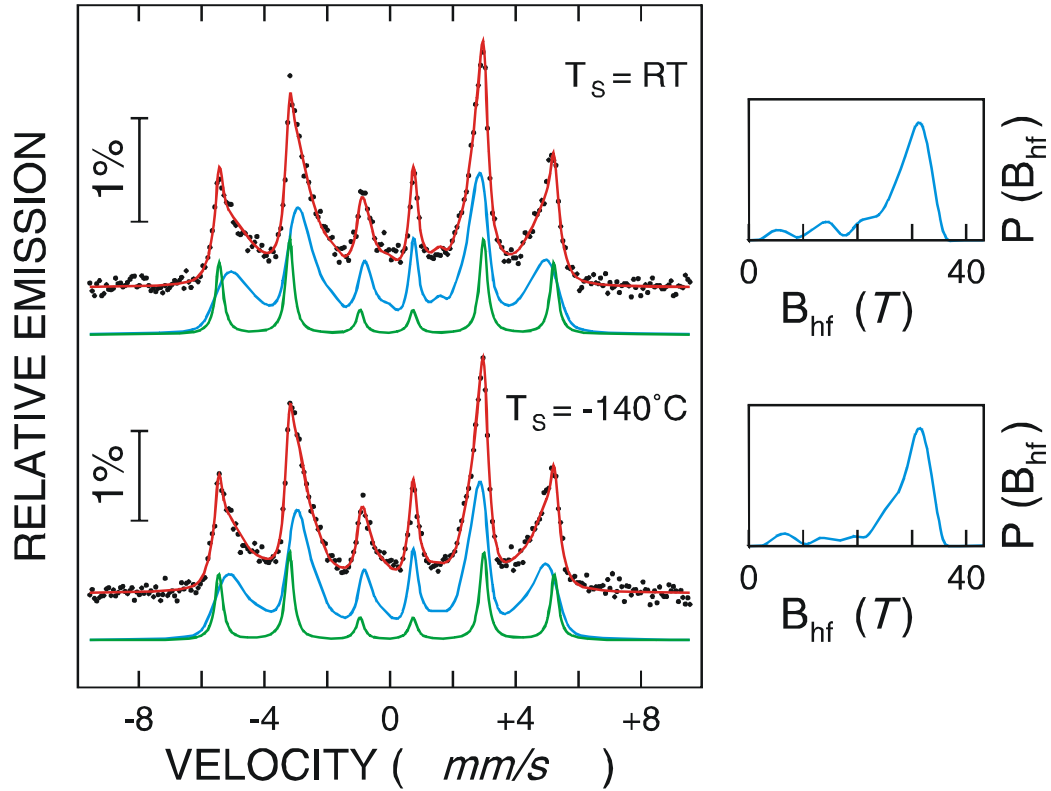


Abbildung 4.6: CEM-Spektren und magnetische Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$ (rechts), gemessen bei RT für die Proben GaAs_RT ($T_s = \text{RT}$, oben) und GaAs_-140 ($T_s = -140^\circ\text{C}$, unten): Cr(40 Å)/Fe(50 Å)/ ^{57}Fe (5 ML)/GaAs(001)-(4×6).

den kann. Das mittlere magnetische Hyperfeinfeld $\langle B_{hf} \rangle$ der Verteilung wurde zu 26.8 T (GaAs_RT) bzw. 27.4 T (GaAs_-140) bestimmt, welches einem relativ hohen mittleren magnetischen Fe-Moment $\langle \mu_{Fe} \rangle$ von etwa $1.8 \mu_B$ in beiden Proben entspricht. Die Werte der magnetischen Fe-Momente ergeben sich aus der Proportionalität zwischen Hyperfeinfeld und lokalem Fe-Moment. Zur Umrechnung wurde der Konversionsfaktor von $15 \text{ T}/\mu_B$ für bcc-Fe und bcc-Fe-Legierungen verwendet [109]. Das Peak-Feld B_{hf}^{peak} im Maximum der $P(B_{hf})$ -Verteilung liegt bei 31.2 T (Probe GaAs_RT und Probe GaAs_-140). Entsprechend dem Konversionsfaktor von $15 \text{ T}/\mu_B$ entspricht dies hohen Fe-Momenten μ_{Fe} von $2.1 \mu_B$ in der Grenzschicht. Diese hohen Fe-Momente sind eine Grundvoraussetzung für die elektrische Spininjektion von der ferromagnetischen Fe-Schicht in den Halbleiter GaAs. Die hier aus den Hyperfeinfeldern berechneten Fe-Momente stimmen gut mit Werten für das Fe-Spinmoment überein, welches mittels XMCD von Claydon et al. [20] an der Fe/GaAs(001)-(4×6)-Grenzfläche direkt bestimmt wurde. Weitere Parameter der CEM-Spektren sind in Tab. 4.1 zusammengestellt.

(b) Fe/GaAs(001)-LED

Das CEM-Spektrum der 5 ML ^{57}Fe -Sondenschicht auf der GaAs-LED, ist in Abb. 4.7 zu sehen. Auch dieses Spektrum wurde mit zwei Unterspektren angepasst, wobei das scharfe Sextett die bcc-Fe-Phase widerspiegelt und die breite Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$ auf die ungeordnete Grenzschichtlegierung zurückzuführen ist. Dieses Spektrum ähnelt denen der Proben GaAs_RT und GaAs_-140, jedoch liegt hier ein größerer spektraler Flächenanteil der kristallinen bcc-Fe-Phase von 31 % vor. Es tragen also 5.9 \AA der ^{57}Fe -Sondenschicht zur Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$ der Grenzflächenzone bei und 1.3 \AA zur kristallinen bcc-Fe-Phase. Weitere Mössbauer-Parameter befinden sich auch in Tab. 4.1. Die leicht positive Isomerieverschiebung für alle drei Proben (Fe/GaAs und Fe/GaAs-LED) kann zum einen auf in bcc-Fe-Gitter gelöste As-Fremdatome an der Grenzfläche zurückgeführt werden [110, 111], da As etwas elektronegativer ist als Fe und so einen Elektronentransfer vom Fe weg begünstigt, womit sich die s-Elektronendichte am ^{57}Fe -Kernort verrin-

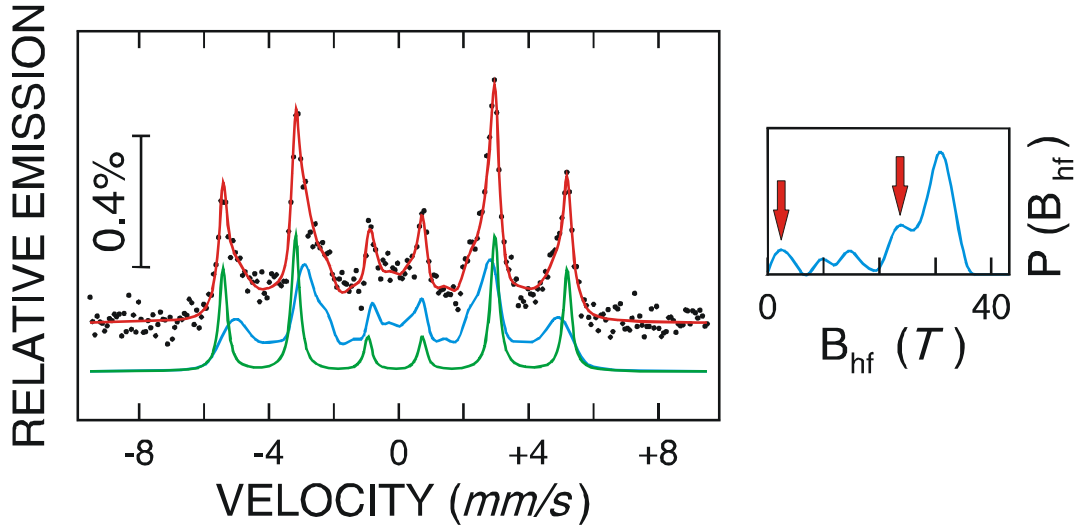


Abbildung 4.7: CEM-Spektrum und magnetische Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$ (rechts) gemessen, bei RT an der Probe GaAs-LED_RT: Cr(40 Å)/Fe(50 Å)/ ^{57}Fe (5 ML)/GaAlAs(001)-LED.

gert. Zum anderen könnten auch gelöste Ga-Atome dafür verantwortlich sein (oder eine Mischung von Ga und As), da Ga-Atome im bcc-Gitter eine positive Isomerieverschiebung erzeugen [110, 111]. Bei der Probe GaAs-LED_RT scheint sich die Si-Dotierung und/oder die As-Terminierung sowohl in der Erhöhung des kristallinen bcc-Fe-Spektrumanteils als auch in einer etwas geringeren mittleren Isomerieverschiebung δ bemerkbar zu machen. Die erhöhte relative Fläche des kristallinen Anteils weist auf eine schärfere Grenzfläche zwischen der LED und dem Fe hin. Allerdings besitzt die ungeordnete Grenzflächenlegierung der Fe/GaAs(001)-LED ein kleineres mittleres Hyperfeinfeld von 24.9 T als die Proben auf GaAs(001)-(4×6), was gleichbedeutend ist mit einem kleinerem (berechneten) mittleren magnetischen Fe-Moment von 1.7 μ_B .

Bei einem Vergleich der Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$ der beiden Fe/GaAs-Proben einerseits (Abb. 4.6) und der $P(B_{hf})$ -Verteilung der Probe Fe/GaAs-LED (Abb. 4.7) fällt auf, dass bei der letzten Probe (i) ein kleiner aber signifikanter $P(B_{hf})$ -Beitrag bei $B_{hf} \approx 0$ T beobachtbar ist (Pfeil in

Abb. 4.7), und (ii) eine deutliche Schulter bei ca. $B_{hf} = 24$ T auftritt (Pfeil in Abb. 4.7). Diese Merkmale treten in den $P(B_{hf})$ -Verteilungen der Abb. 4.6 nicht auf. Diese Unterschiede hängen möglicherweise mit den verschiedenen Terminierungen der Substratoberflächen zusammen: Die Fe/GaAs(001)-(4×6)-Proben waren Ga-terminiert, die Fe/GaAs(001)-LED-Probe war dagegen As-terminiert. Im Folgenden wird die physikalische Bedeutung der beiden Merkmale diskutiert:

- (i) Das Auftreten des schwachen Peaks bei $B_{hf} = 0$ T in der $P(B_{hf})$ -Verteilung der Fe/GaAs-LED-Probe bedeutet, dass ein geringer Anteil der ^{57}Fe -Grenzflächenatome unmagnetisch ('magnetisch tot') ist. Dies kann eine Folge der höheren As-Anreicherung an der Substratoberfläche dieser Probe sein, die zur Bildung einer unbekannten paramagnetischen Fe-As-Grenzflächenphase geführt hat. Der Bruchteil der ^{57}Fe -Sondenatome, die sich in dieser paramagnetischen Phase befinden, kann aus dem Flächenverhältnis des kleinen $P(B_{hf})$ -Peaks bei $B_{hf} = 0$ T zur gesamten Verteilungsfläche $P(B_{hf})$ abgeschätzt werden. Dieses Verhältnis beträgt etwa 1:10. Da man (wie oben beschrieben) insgesamt 5.9 \AA der ^{57}Fe -Sondenschicht zu $P(B_{hf})$ beitragen, heißt das, dass ca. 0.6 \AA der ^{57}Fe -Sondenschicht im unmagnetischen Zustand sind. Dies ist ein sehr geringer Anteil an 'magnetisch toter' Grenzflächenphase der Fe/GaAs-LED-Probe. Der überwiegende Anteil von ca. 5.3 \AA der ^{57}Fe -Grenzflächenphase ist jedoch 'magnetisch lebendig' und besitzt ein relativ hohes Fe-Moment (siehe oben).
- (ii) Die Schulter bei $B_{hf} \approx 24$ T in der Verteilung $P(B_{hf})$ in Abb. 4.7 (Pfeil) deutet darauf hin, dass in der angenommenen Grenzflächenlegung der Fe/GaAs-LED-Probe eine Verteilung von lokalen atomaren Fe-Umgebungen mit einer bestimmten bevorzugten chemischen Nachordnung existiert, die gerade die $P(B_{hf})$ -Schulter bei $B_{hf} \approx 24$ T erzeugt. Im Vergleich zu $B_{hf} = 33.0$ T der reinen bcc-Fe-Phase ist das Hyperfeinfeld der ^{57}Fe -Atome mit dieser bevorzugten atomaren Nachbarschaft um $\Delta B_{hf} \approx 9$ T erniedrigt. Aus der Literatur [110, 111] ist bekannt, dass das ^{57}Fe -Hyperfeinfeld durch ein im bcc-Fe-Gitter ge-

löstes As-Atom (Ga-Atom) in der nächsten Nachbarschale (nn) des ^{57}Fe -Atoms um $\Delta B_{hf}^{\text{As}} \approx 2.5 \text{ T}$ ($\Delta B_{hf}^{\text{Ga}} \approx 2.1 \text{ T}$) erniedrigt wird. Die B_{hf} -Erniedrigung um 9 T entspricht also einer mittleren Anzahl von ca. 3.6 nn As-Atomen (oder ca. 4.3 nn Ga-Atomen). Da vermutlich sowohl As- als auch Ga-Atome in das bcc-Fe-Gitter der Grenzflächenzone eindiffundieren, kann man annehmen, dass im Mittel 4 nächste Nachbar (nn)-Atome (As und Ga) um ein zentrales ^{57}Fe -Atom diese $P(B_{hf})$ -Schulter bei $B_{hf} = 24 \text{ T}$ erzeugen. Interessant ist, dass bekanntlich im bcc-Gitter der geordneten Fe_3Ga -Phase (mit D0_3 -Struktur) einer der beiden Fe-Plätze 4 nn Ga- und 4 nn Fe-Atome und ein Hyperfeinfeld von ca. 20 T besitzt, also nahe bei $B_{hf} \approx 24 \text{ T}$ der $P(B_{hf})$ -Schulter. Man kann daher vermuten, dass die Schulter bei ca. 24 T eine Folge von kurzreichweitiger Nahordnung (ähnlich derjenigen der D0_3 -Struktur) von As- und/oder Ga-Atomen um ein ^{57}Fe -Atom ist.

Man kann ähnliche Überlegungen für den Haupt-Peak der $P(B_{hf})$ -Verteilung anstellen, der sich bei allen drei Proben bei $B_{hf}^{\text{peak}} \approx 31 \text{ T}$ befindet. Die Erniedrigung um 2 T relativ zum Wert von 33.0 T der reinen bcc-Fe-Phase kann durch 0.8 nn As-Atome oder $0.95 \approx 1 \text{ nn}$ Ga-Atome erklärt werden. Im Mittel erzeugt also ungefähr 1 nn-Atom (As und Ga) um ein zentrales ^{57}Fe -Atom den Hauptpeak in $P(B_{hf})$ der Grenzflächenphase.

(c) Zusammenfassung

Zusammenfassend kann man sagen, dass die bei $T_S = \text{RT}$ gewachsene Probe auf $\text{GaAs}(001)-(4 \times 6)$ ein besseres epitaktisches Wachstum (geschlossene Filme) aufweist als bei $T_S = -140^\circ\text{C}$. Für die magnetischen Eigenschaften an der Grenzfläche ergeben sich keine signifikanten Unterschiede dieser beiden Proben. Die aus den Hyperfeinfeldern abgeschätzten Fe-Momente der Grenzfläche sind hoch ($1.8 - 2.0 \mu_B$) und daher günstig für die Spininjektion. Auch das epitaktische Wachstum von Fe auf einer GaAlAs -LED konnte erfolgreich durchgeführt werden. Für diese Probe, deren Oberfläche As-reicher ist, ergibt sich, dass eine sehr dünne (0.6 \AA) ‘magnetisch tote Schicht’ in der Grenzflächenzone zum Halbleiter entsteht. Der überwiegen-

Tabelle 4.1: Mössbauerparameter (Isomerieverschiebung δ , magnetisches Hyperfeinfeld B_{hf} , Quadrupol-Linienverschiebung 2ϵ , relative spektrale Fläche A). Die Isomerieverschiebung wird relativ zu bcc-Fe bei RT angegeben. Die Parameter für die $P(B_{hf})$ -Verteilung sind gemittelte Werte. (*Parameter wurde während der Anpassung festgehalten).

	$\langle\delta\rangle$ (mm/s)	$\langle B_{hf}\rangle$ (T)	2ϵ (mm/s)	A (%)
Probe GaAs_RT				
Sextett	0.0*	33.04 ± 0.05	0.0*	21
Verteilung	0.15 ± 0.04	26.77 ± 0.19	-0.03 ± 0.01	79
Probe GaAs_-140				
Sextett	0.0*	33.13 ± 0.05	0.0*	21
Verteilung	0.11 ± 0.04	27.37 ± 0.20	-0.04 ± 0.01	79
Probe GaAs-LED_RT				
Sextett	0.0*	32.88 ± 0.05	0.0*	31
Verteilung	0.07 ± 0.04	24.88 ± 0.40	-0.02 ± 0.03	69

de Anteil der Grenzflächenzone besitzt jedoch ebenfalls hohe Fe-Momente ($1.7 - 1.8 \mu_B$). Bestimmte Merkmale der Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$ der Grenzflächenlegierung mit As und/oder Ga können bestimmten lokalen Fe-Nachbarschaftskonfigurationen (mit nächster-Nachbar-As- und/oder Ga-Atomen) zugeordnet werden.

4.1.4 Tiefenabhängige Fe-GaAs-Grenzflächenvermischung

Das GaAs-Substrat hat nicht nur Einfluss auf das morphologische Wachstum von Fe, sondern es nimmt auch Einfluss auf die chemische Zusammensetzung an der Grenzfläche. Wie schon im vorherigen Kapitel 4.1.3 durch CEMS-Messungen verdeutlicht wurde, stellte sich heraus, dass die Substratatome As und/oder Ga in die Fe-Schicht hinein diffundieren und dort Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften ausüben. Um den Diffusionsprozess von Ga und As in die Fe-Schicht besser zu verfolgen, wurden die Proben mit einer $2 \text{ ML-}^{57}\text{Fe}$ -Sondenschicht in unterschiedlichen Abständen zur Fe/GaAs-Grenzfläche entweder bei $T_S = \text{RT}$ oder bei $T_S = -5^\circ\text{C}$ präpariert, wie im

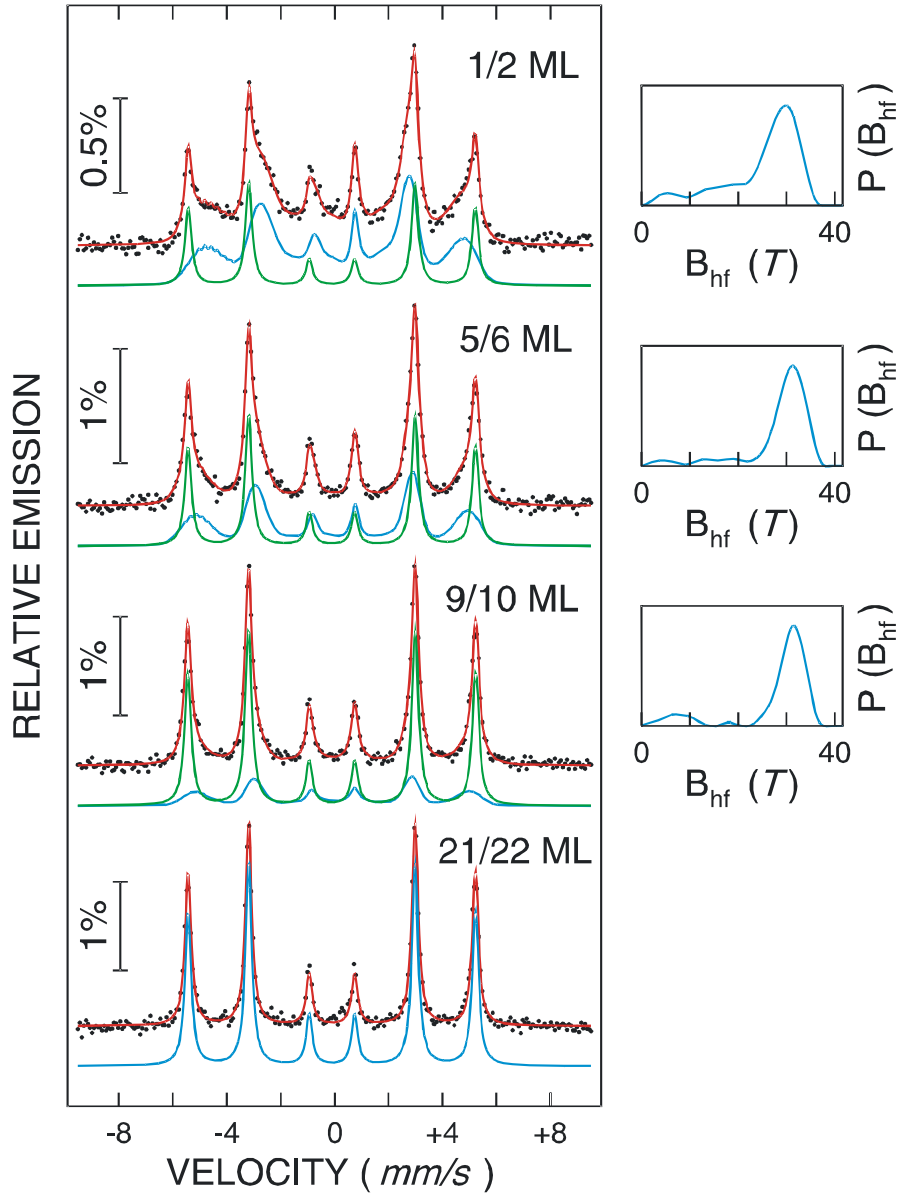


Abbildung 4.8: RT-CEM-Spektren der 2 ML dicken ^{57}Fe -Sondenschicht, welche in unterschiedlichen Abständen von der GaAs(001)-(4×6)-Oberfläche bei RT aufgewachsen worden war. Rechts: Die zugehörigen magnetischen Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{\text{hf}})$. Beim untersten Spektrum befand sich die Sondenschicht im Abstand von 21 und 22 ML von der Grenzfläche und es genügte, ein einfaches Zeeman-Sextett für bcc-Fe mit scharfen Linien ohne überlagertes Verteilungsspektrum anzupassen. Beim obersten Spektrum befand sich die Sondenschicht direkt an der Fe/GaAs-Grenzfläche.

Kapitel 4.1.1 beschrieben. Für das Fe/GaAs-System hat man beobachtet, dass As- und Ga-Atome aus dem Substrat heraus diffundieren und auf dem wachsenden Fe-Film aufschwimmen [112]. Für Ga-Atome ist dies verstärkt für höhere Wachstumstemperaturen T_S der Fall. As scheidet sich nahezu T_S -unabhängig an der Oberfläche ab [113], was auch in Übereinstimmung mit der Theorie ist [114]. Neben dem Aufschwimmen gibt es noch den Mechanismus, dass sich Substratatomte im bcc-Fe-Gitter einlagern. Filipe et al. [101] haben sogar Fe-Ga-As-Verbindungen in der Fe-Schicht vorgefunden. Die Breite dieser Schicht nahm mit steigender Wachstumstemperatur zu. Sie reichte von 8 Å bei $T_S = 50\text{ }^\circ\text{C}$ bis 57 Å bei $T_S = 250\text{ }^\circ\text{C}$. Lallaizon et al. [115] und Lépine et al. [116] fanden heraus, dass reine antiferromagnetische Fe-As-Verbindungen nicht im Inneren der Fe-Schicht vorhanden sind, sondern direkt an die Grenzschicht gebunden sind. Dort sind diese As-Verbindungen jedoch sowohl für As-reiche als auch für Ga-reiche Oberflächen dominant [105, 114, 117, 118].

Die hier präparierten Fe/GaAs-Proben mit 2 ML ^{57}Fe -Sondenschichten wurden mittels CEMS bei RT charakterisiert. Die Spektren der bei $T_S = \text{RT}$ präparierten Schichten sind in Abb. 4.8 (und weitere im Anhang B.1, B.2), gezeigt. Die Spektren der bei $T_S = -5\text{ }^\circ\text{C}$ präparierten Schichten sind in Abb. 4.9 zu sehen. Die Anpassung erfolgte wieder mit einem kristallinen Spektrum für bcc-Fe neben einer magnetischen Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$ für die Grenzfläche. Das CEM-Spektrum der bei RT präparierten Probe mit der ^{57}Fe -Sondenschicht in der 21. und 22. ML von der Grenzschicht entfernt konnte mit dem kristallinen Sextett des bcc-Fe allein angepasst werden. Festgehalten wurde bei der Anpassung der Verteilungen $P(B_{hf})$ das Flächenverhältnis der Linien 2 zu 3 bzw. 5 zu 4, mit $I_{2(5)}/I_{3(4)} = 4.0$, d. h. es wurde eine Magnetisierungsrichtung in der Ebene angenommen. Innerhalb der Verteilung war die Isomerieverschiebung δ linear mit dem magnetischen Hyperfeinfeld B_{hf} korreliert. Um die Tendenzen der Mössbauer-Parameter in Abhängigkeit von der Entfernung zur Grenzfläche anschaulich darzustellen, sind sie grafisch in Abb. 4.10 aufgetragen.

In Abb. 4.10 (a) ist die spektrale Fläche der Verteilung gegenüber dem Abstand von der Grenzfläche gezeigt. Die Fläche nimmt stark ab je weiter sich

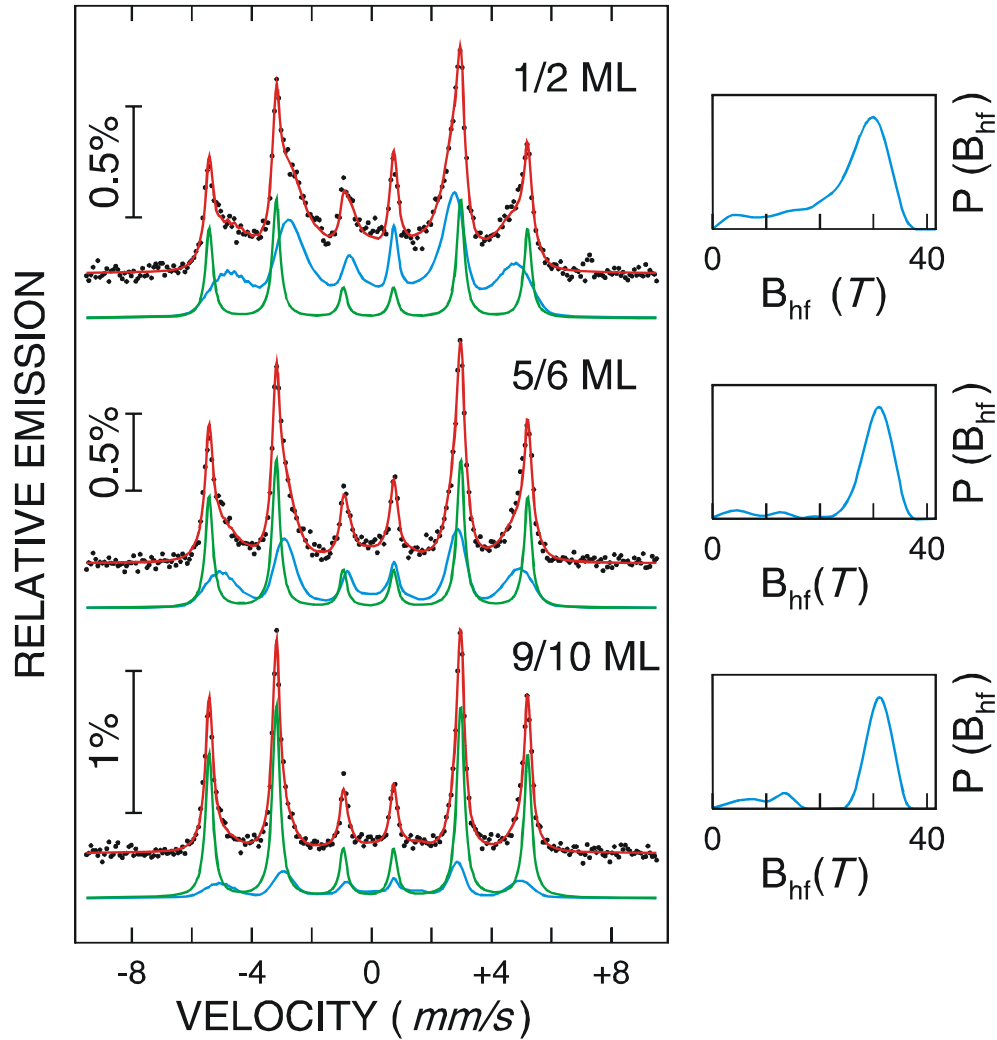


Abbildung 4.9: RT-CEM-Spektren der 2 ML dicken ^{57}Fe -Sondenschicht, welche in unterschiedlichen Abständen von der GaAs(001)-(4x6)-Oberfläche bei $T_S = -5^\circ\text{C}$ aufgewachsen worden war. Rechts: Die zugehörigen magnetischen Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{\text{hf}})$. Beim obersten Spektrum befand sich die Sondenschicht direkt an der Fe/GaAs-Grenzfläche.

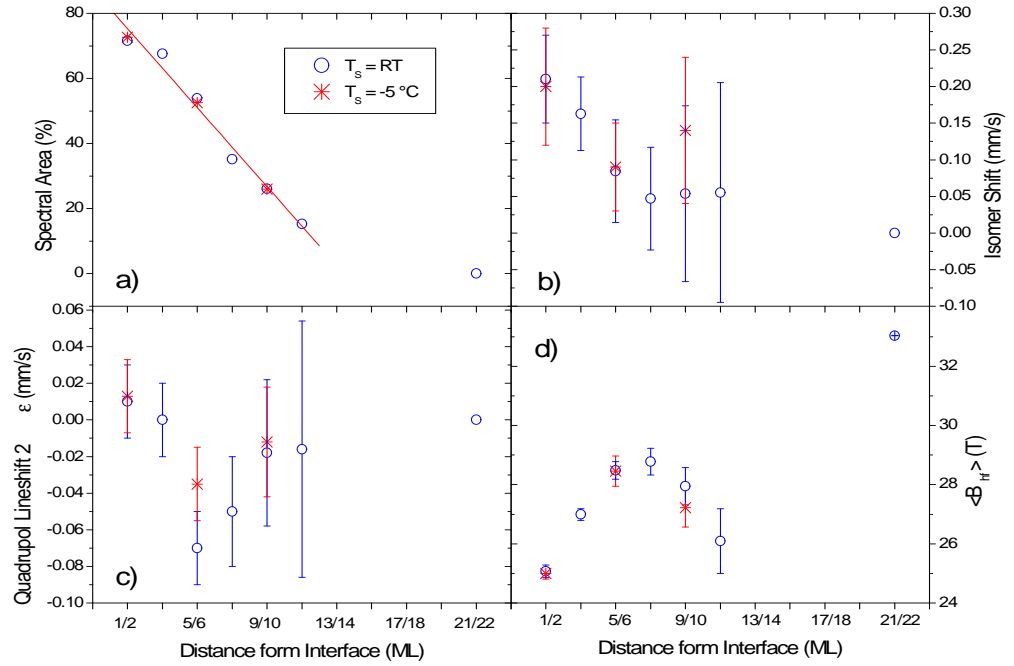


Abbildung 4.10: Mössbauer-Parameter der magnetischen Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$ der bei RT gemessenen CEM-Spektren (Abb. 4.8, 4.9) in Abhängigkeit von der Entfernung der ^{57}Fe -Sondenschicht von der Grenzfläche Fe/GaAs(001)-(4×6), präpariert bei $T_S = \text{RT}$ (offene Kreise) und $T_S = -5^\circ\text{C}$ (Sterne). a) relative spektrale Fläche, b) mittlere Isomerieverschiebung $\langle\delta\rangle$, c) Quadrupol-Kernniveaushift 2ϵ , d) mittleres Hyperfeinfeld $\langle B_{hf} \rangle$.

die 2 ML- ^{57}Fe -Sondenschicht von der Grenzfläche entfernt. Der spektrale Anteil der ungeordneten Phase ist also an der Fe/GaAs-Grenzfläche besonders groß. Jedoch nimmt der Einfluss der Grenzfläche mit wachsender Entfernung nahezu linear ab. Man erkennt deutlich, dass dies unabhängig ist von den hier benutzten Wachstumstemperaturen. Extrapoliert man diese Werte linear, so erhält man einen Einfluss der Grenzfläche bis zu einem Abstand von 14,5 ML. Die mittlere Isomerieverschiebung δ , dargestellt in Abb. 4.10 (b), nimmt (ausgehend von positiven Werten) für beide Probenserien mit zunehmendem Abstand tendenziell ab in Richtung zum δ -Wert von reinem bcc-Fe. Da der Anteil der Verteilung am Spektrum immer geringer wird, nimmt der Fehler mit wachsendem Abstand zur Grenzfläche stark zu. Eine abnehmende Isomerieverschiebung deutet (wie auch in 4.1.3 bei den Proben GaAs_RT und GaAs_- 140 beschrieben) auf einen abnehmenden Elektronentransfer vom Fe zum As und/oder Ga hin. Die Quadrupol-Linienverschiebung 2ϵ in Abb. 4.10 (c) zeigt einen Verlauf, der gut zu den mit RHEED gemessenen lateralen Gitterkonstanten (Abb. 4.4) passt. Da bcc-Fe ein kubisches Gitter aufweist, ist für massives Fe die Quadrupol-Linienverschiebung gleich Null. Auf Grund der Gitterverzerrung ändert sich im Bereich der 5./6. ML und 7./8. ML 2ϵ zu leicht negativen Werten.

In Abb. 4.10 (d) ist das mittlere Hyperfeinfeld $\langle B_{hf} \rangle$ der Grenzflächenlegierung ($P(B_{hf})$ -Verteilung) als Funktion des Abstandes von der Fe/GaAs-Grenzfläche aufgetragen. Der $\langle B_{hf} \rangle$ -Wert direkt an der Grenzfläche beträgt 25.1 T (entsprechend $\langle \mu_{Fe} \rangle = 1.7 \mu_B$ bei Verwendung des Konversionsfaktors von 15 T/ μ_B). Dieser Wert stimmt gut mit den Grenzflächenhyperfeinfeldern der anderen Proben (Fe/GaAs(001)-(4×6), Fe/GaAs-LED, siehe Kapitel 4.1.3 (a) und (b)) überein. Wie in Kapitel 4.1.3 erläutert, ist das reduzierte Hyperfeinfeld an der Grenzfläche eine Folge der As- und/oder Ga-Interdiffusion in das bcc-Fe-Gitter. Dieser Effekt macht sich in der $P(B_{hf})$ -Verteilung (Abbildungen 4.8, 4.9, oben) als langer Ausläufer (‘Schwanz’) von hohen zu niedrigen Feldern bemerkbar. In Übereinstimmung mit den Fe/GaAs(001)-(4×6)-Proben (Kapitel 4.1.3) wird in Abbildungen 4.8 und 4.9 sowohl direkt an der Fe/GaAs-Grenzfläche als auch weiter entfernt von der Fe/GaAs-Grenzfläche kein signifikanter $P(B_{hf})$ -Beitrag bei $B_{hf} = 0$ T

beobachtet, also keine ‘magnetisch tote’ Fe-Schicht. Abb. 4.10 (d) zeigt die deutliche Tendenz der Zunahme von $\langle B_{hf} \rangle$ (und entsprechend $\langle \mu_{Fe} \rangle$) mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche, mit Ausnahme der Messpunkte bei 9/10 und 11/12 ML, bei denen $\langle B_{hf} \rangle$ abnimmt. Der Grund für diese Anomalie ist unklar. (Der Beitrag des Niedrigfeld-Ausläufers (‘Schwanz’) in $P(B_{hf})$ verringert sich mit zunehmendem Abstand, Abbildungen 4.8 und 4.9). Dies weist auf die mit dem Abstand zur Grenzfläche abnehmende Konzentration gelöster As- und/oder Ga-Atome hin. Erwartungsgemäß korreliert dieser Effekt mit der Abstandsabhängigkeit der spektralen Fläche dieser Grenzflächenlegierung (Abb. 4.10 (a)). Bei einem Abstand von 21/22 ML Fe lässt sich das Spektrum nur noch durch ein bcc-Fe-Sextett anpassen (Abb. 4.8, unten), und die Grenzflächenlegierung ist nicht mehr nachweisbar. In diesem Abstand findet man das Hyperfeinfeld von $B_{hf} = 33.0$ T des reinen bcc-Fe (Abb. 4.10 (d)).

4.2 Ultradünne Fe-Schichten auf GaAs(001)

Fe auf GaAs(001) ist ein System, welches eine besondere Bedeutung in Bezug auf die Spininjektion einnimmt. Für diesen Zweck ist die Grenzfläche zwischen der Fe-Schicht und dem Halbleiter von besonderer Bedeutung. Deshalb wurde der ultradünne Fe-Schichtbereich gesondert untersucht. Dazu wurden Proben präpariert, bei welchen ultradünne ^{57}Fe -Schichten auf den Halbleiter aufgebracht wurden, nämlich im Bereich von zwei bis hin zu vier ML. In diesem Dickenbereich entsprechen die strukturellen wie auch magnetischen Eigenschaften noch nicht denen des massiven Materials. Auf Grund der Grenzflächen zum andersartigen Material beziehungsweise zum Vakuum ist die Symmetrie gebrochen, so dass sowohl die elektronische Bandstruktur als auch die Kristallstruktur vom Massivwert abweichen können. Diese beiden Eigenschaften sind nicht unabhängig voneinander und beeinflussen außerdem die magnetischen Eigenschaften, wie das magnetische Moment, und die magnetische Anisotropie des Systems. Schließlich stellt sich noch die Frage, ab welcher Schichtdicke Ferromagnetismus einsetzt und welches magnetische Verhalten unterhalb dieser kritischen Dicke vorliegt. Zu diesem Zweck wurden temperaturabhängige und feldabhängige CEMS-Messungen durchgeführt.

Die Herstellung solcher dünner Fe-Schichten stellt einige Anforderungen an die Präparationsmethode: Die Reinheit dieser Proben ist von besonderer Bedeutung, da Fremdatome starke Veränderungen der strukturellen wie auch magnetischen Eigenschaften verursachen können. Deshalb ist ein Ultrahochvakuum-System mit der Möglichkeit einer MBE-Einheit unumgänglich. Des weiteren ist die präzise Schichtdickenbestimmung von besonderem Interesse. Um dies zu gewährleisten wurden die zur Schichtdickenbestimmung genutzten Quarzkristalle durch RHEED-Oszillationen kalibriert. Die hier beschriebenen Proben wurden mittels RHEED, CEMS und MOKE untersucht. Die RHEED-Untersuchungen geben Aufschluss über das Wachstum dieser dünnen Schichten. CEMS und MOKE dienen dazu, die magnetischen Eigenschaften genauer zu untersuchen. Anhand der Messungen soll geklärt werden, ob Para- oder Superparamagnetismus vorliegt, und es werden schichtdickenabhängige Messungen gezeigt, die das Einsetzen von Fer-

romagnetismus bei RT beschreiben. Des weitern soll der Einfluss einer Pt-Deckschicht bezüglich des Magnetismus ultradünner Fe-Filme genauer untersucht werden, und insbesondere der Frage nachgegangen werden, ob magnetische Kopplung der Fe-Clustermagnetisierung über eine Pt-Deckschicht stattfindet.

RHEED-Oszillationen zur Quarzkristall-Kalibrierung

Da die hier präparierten Schichten extrem dünn sind (~ 2 ML Fe), sind Fehler in der Schichtdickenbestimmung sehr unerwünscht. Deshalb wurde zunächst der Schwingquarz mittels RHEED Oszillationen kalibriert, welcher die Aufdampfmenge des ^{57}Fe kontrollierte. Die RHEED-Geometrie ermöglicht es, die Oberflächenmorphologie während des Wachstums mit Hilfe von RHEED-Intensitätsoszillationen zu beobachten. Dabei wird der Einfallswinkel des Elektronenstrahls so eingestellt, dass die gebeugten Elektronen der ersten und zweiten Atomlage des Films destruktiv interferieren, also die so genannte Anti-Bragg-Bedingung erfüllen. Die Oszillationen treten nur auf, wenn maximal gleichzeitig drei Atomlagen aufwachsen [119]. Mit dem Wachstum ändert sich die Oberflächenrauigkeit, welche bei einer halben Monolage maximal und bei einer geschlossenen Monolage minimal wird. Dementsprechend variiert auch die RHEED-Intensität der Reflexe, welche zeitlich mittels einer CCD-Kamera aufgezeichnet werden können. Aus der Periodendauer lässt sich dann die genaue Wachstumsrate bestimmen. Die im Verlauf des Aufdampfens stattfindende Dämpfung der Oszillation lässt sich auf nicht vollständig geschlossene Atomlagen zurückführen, gleichbedeutend mit einer zunehmenden Rauigkeit der Oberfläche. Die RHEED-Oszillationen, die in Abb. 4.11 zu sehen sind, wurden während des Wachstums einer ^{57}Fe -Schicht auf GaAs(001)-(4 \times 6) bei RT aufgenommen. Das GaAs(001) wurde zunächst wie in Kapitel 2.4.2 beschrieben gereinigt und wies eine glatte saubere Oberfläche auf, so dass darauf epitaktisches Fe-Wachstum stattfinden konnte. Der Elektronenstrahl wurde während der Reflexbeobachtung entlang der [110]-Azimutrichtung eingestrahlt. Für die Dauer des Wachstum einer Fe(001) Monolage wurde durch Mittelung über 24 Oszillationen (beginnend

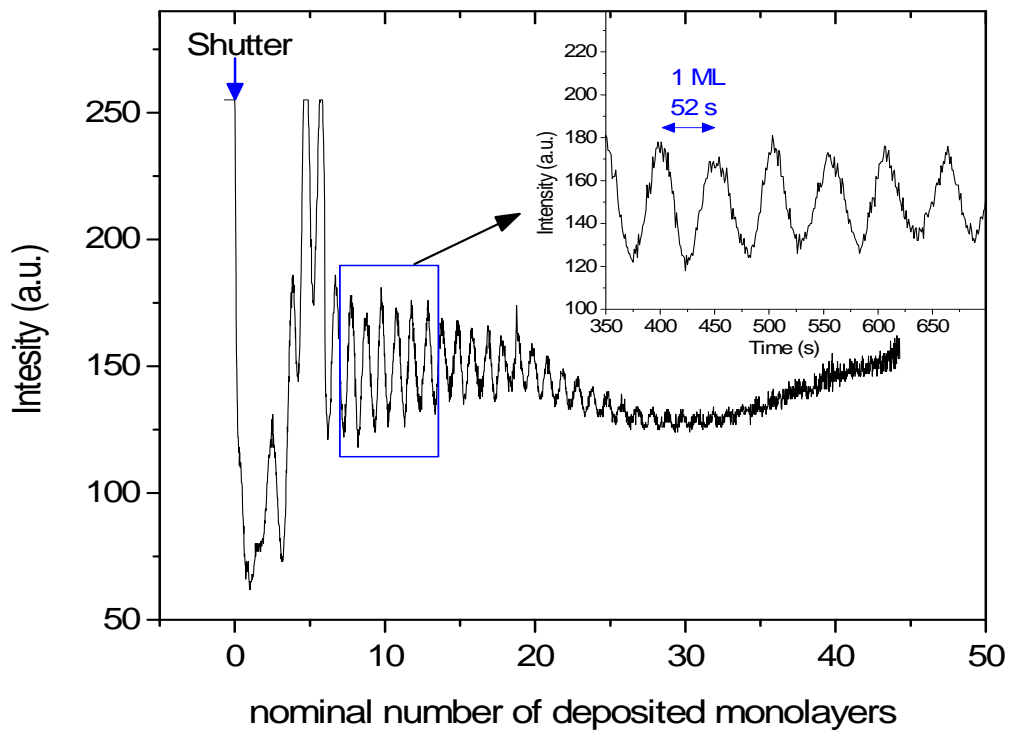


Abbildung 4.11: RHEED-Intensitätssoszillationen des spekularen (0,0)-Reflexes während des Wachstums ($T_S = \text{RT}$) einer epitaktischen $^{57}\text{Fe}(001)$ -Schicht auf $\text{GaAs}(001)-(4\times 6)$. Einsatz: Vergrößerter Bereich. (Elektronenstrahl entlang $[110]$ bei 15 keV und $30 \mu\text{A}$).

nach nominell 9 ML) des RHEED-(0,0)-Reflexes ein Wert von $52 \text{ s} \pm 0.5 \text{ s}$ ermittelt. Damit lässt sich auf eine Fe(001)-Wachstumsrate von 0.027 Å/s mit einem Fehler von $3 \cdot 10^{-4} \text{ Å/s}$ schließen.

4.2.1 Präparation und strukturelle Eigenschaften der ultradünnen Fe-Schichten

In diesem Kapitel soll das Wachstum von Fe-Schichten bei RT auf ein gesäubertes GaAs(001)-Substrat mit einer (4×6) Rekonstruktion beschrieben werden, und zwar für den ultradünnen Fe-Bedeckungsbereich d_{Fe} zwischen 2 ML und 4 ML. Die hier untersuchten Proben wurden in der UHV-Anlage mittels MBE hergestellt. Zunächst wurden die GaAs(001)-Substrate wie zuvor in Kapitel 2.4 beschrieben durch Heizen und Ar^+ -Ionenbeschuss gereinigt. Die gesäuberte Ga-terminierte Oberfläche mit einer (4×6) -Überstruktur ist in Abb. 4.12 (a) bei einfallendem Elektronenstrahl entlang der $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung und 4.12 (b) entlang der $[110]$ -Richtung zu sehen. Auf Grund der Spots, welche auf Lauekreisen angeordnet sind, lässt sich auf eine atomar glatte Oberfläche schließen. Die Substrattemperatur lag während des Wachstums bei RT, um ein Diffundieren von As bzw. Ga in die Fe-Schicht zu minimieren, was einen starken Einfluss auf das Einsetzen des Ferromagnetismus gehabt hätte. Im Anschluss an das Säubern des Substrates wurden acht unterschiedlich dicke ^{57}Fe -Schichten ($d_{Fe} = 2, 2.5, 2.65, 2.8, 3.0, 3.1, 3.8$ und 4 ML) aus Knudsenzellen mit Al_2O_3 -Tiegeln aufgedampft. Während des Wachstums lag der Druck stets unter $3 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$. Die Wachstumsrate betrug 0.027 Å/s . In den Abbildungen 4.12 (c) - (j) sind die entsprechenden RHEED-Bilder beim einfallendem Elektronenstrahl entlang des $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Azimuts für unterschiedlichen ^{57}Fe -Schichtdicken zu sehen. Bei $d_{Fe} = 2 \text{ ML}$ sind die Überstrukturreflexe des GaAs verschwunden, somit war die (4×6) -Oberflächenrekonstruktion zerstört. Bis zu dieser Dicke sind noch keine Reflexe erkennbar, welche dem Fe zuzuschreiben sind. Diese Reflexe müssen auf Grund der halben Gitterkonstanten des bcc-Fe (bezogen auf GaAs) ungefähr auf die Reflexe $(-2, -2)$ und $(2, 2)$ des GaAs(001) fallen. Das Fehlen dieser Reflexe könnte auf amorphes oder strukturell stark ungeordnetes Wachstum für diesen Schicht-

dickenbereich hindeuten, wie es auch von Bensch et al. [90, 120] angenommen wurde. Der Grund hierfür könnte die Tatsache sein, dass die Gitterkonstante des GaAs(001) mit einer (4×6) -Rekonstruktion an der Oberfläche nicht dem Massivwert entspricht und so eine größere Fehleranpassung entsteht. Es ist aber auch möglich, dass sich die ersten Fe-Atome in Lücken der Oberfläche ablagern und so die Oberflächenrekonstruktion zerstören. Diese Lücken können durch die zerklüftete Oberflächenrekonstruktion hervorgerufen werden. Ab 2.5 ML Fe-Bedeckung können sehr schwache Reflexe ausgemacht werden, die epitaktisch gewachsenem Fe(001) zuzuordnen sind. Die Reflexe des GaAs(001)-Substrats sind aber auch noch gut erkennbar. Dieser Zustand hält sich bis zu 3.1 ML Fe-Bedeckung. Bei 3.6 ML und 4 ML Fe sind die GaAs-Reflexe verschwunden und die Fe-Reflexe treten stärker in Erscheinung, so dass hier davon ausgegangen werden kann, dass das Substrat ganz mit Fe bedeckt ist. Die rechteckige Anordnung der Fe-Reflexe lässt auf ein 3D-Wachstum (Volmer-Weber-Wachstum) schließen, welches dann aber quasi-lagenweise fortgesetzt wird, wie anhand der im vorherigen Abschnitt gezeigten RHEED-Oszillationen zu erkennen ist und früher von verschiedenen Gruppen beschrieben wurde [77, 100, 102].

Die in Abb. 4.12 gezeigten RHEED-Bilder stehen im Einklang mit den RHEED-Intensitätsoszillationen, welche in Abb. 4.13 für das Anfangsstadium des Fe-Wachstums vergrößert dargestellt sind: Das Auftreten der ersten schwachen Fe-Reflexe bei 2.5 ML Fe-Bedeckung (Abb. 4.12) korreliert mit dem ersten schwachen Maximum der RHEED-Oszillationen bei 2.5 ML Fe (Abb. 4.13). Dies kann als erstes Zeichen der einsetzenden Perkolation von Fe-Inseln gedeutet werden. Das erste ausgeprägte Oszillations-Maximum bei 4.7 ML deutet auf die erste vollständig geschlossene Fe-Lage hin, so dass dann im RHEED-Bild keine GaAs-Reflexe mehr erkennbar sind.

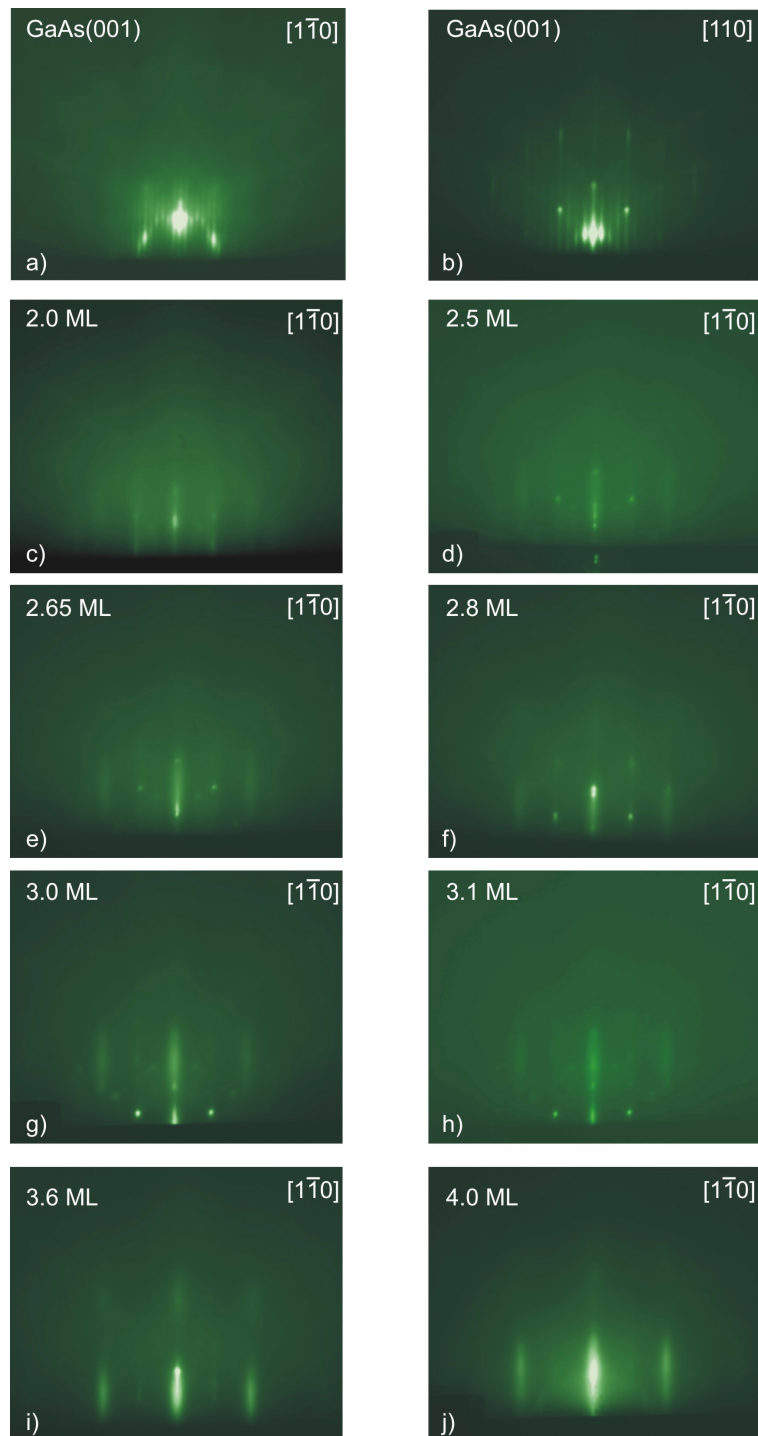


Abbildung 4.12: RHEED-Reflexe der sauberen GaAs(001)-(4×6) Oberfläche entlang der $[1\bar{1}0]$ (a) und $[110]$ (b) Azimutrichtung. c)-j) RHEED-Reflexe entlang der $[1\bar{1}0]$ -Azimutrichtung bei unterschiedlichen Fe-Bedeckungen (in Monolagen) . (Elektronenenergie 15 keV, $30 \mu\text{A}$)

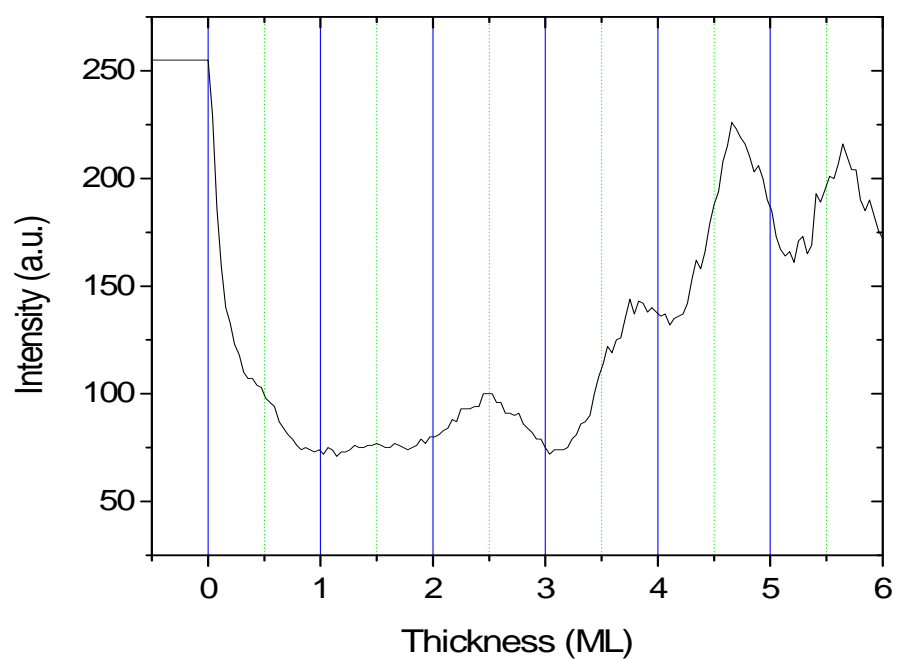


Abbildung 4.13: Entwicklung der RHEED-Intensität innerhalb des Bereiches des spekularen (0,0)-Reflexes als Funktion der Fe-Bedeckung während des anfänglichen Wachstums von Fe(001) auf GaAs(001)-(4×6) bei RT.

4.2.2 Magnetische Eigenschaften ultradünner Fe-Filme

Die in diesem Kapitel beschriebenen ultradünnen Fe-Filme, die inselförmige Morphologie besitzen, können prinzipiell besondere Formen des Magnetismus zeigen, nämlich Superparamagnetismus [99, 102] oder zweidimensionalen 2D-XY-Magnetismus [120, 121]. Deshalb sollen in diesem Zusammenhang wichtige Grundlagen kurz erläutert werden.

(a) Kritisches Verhalten bei $T < T_C$

Zur Vereinfachung können magnetische Systeme bezüglich ihrer magnetischen Anisotropie in drei Klassen eingeteilt werden. Diese Klassen finden sich später in den Spin-Freiheitsgraden wieder. Das Ising-Modell beschreibt Systeme, deren atomare magnetische Momente parallel oder antiparallel zu einer leichten Magnetisierungsrichtung mit unendlich starker uniaxialer magnetischer Anisotropie stehen. Die Spindimension D ist hier gleich 1. Beim XY-Modell liegen die Spins gezwungenermaßen in der Filmebene, die Spins können sich aber beliebig in der Ebene ausrichten und haben somit die Spindimension 2. Hier besitzt die schwere Achse (d. h. die Filmnormale) eine unendlich kleine uniaxiale Anisotropie, und die leichten Richtungen liegen isotrop in der Ebene. Das Heisenberg-Modell gilt für den Fall, dass sich die Spins beliebig im Raum ausrichten können und hat die Spindimension 3. Bei diesen drei Modellen kann nun noch feiner unterteilt werden, indem man nicht nur die Spin-, sondern auch die Raumdimension des Systems beachtet. Mit Hilfe von magnetischen Phasenübergängen kann man Rückschlüsse auf diese unterschiedlichen magnetischen Systeme ziehen. Phaseübergänge werden im Allgemeinen durch Symmetriebrechen hervorgerufen. In einem Festkörper ist meist die Temperatur die treibende Kraft für einen solchen Übergang und entscheidet über höhere bzw. niedrigere Symmetrie des Systems. Daher lassen sich diese Veränderungen durch thermodynamische Überlegungen beschreiben. Die freie Energie F eines Systems ist gegeben durch

$$F = E - TS \quad (4.1)$$

E ist die innere Energie, T die Temperatur und S die Entropie des Systems. Um die freie Energie F zu minimieren, wird sich das System bei tiefen Temperaturen im Grundzustand mit der geringsten Energie E befinden, also einen geordneten Zustand einnehmen. Für höhere Temperaturen ist es jedoch günstiger die Entropie zu erhöhen, um so eine minimales F zu erreichen. Die Landau-Theorie liefert ein Modell zur Beschreibung eines ferromagnetischen Phasenüberganges. Dabei wird die freie Energie F als Potenzreihe der Magnetisierung beschrieben. Da die Energie unabhängig davon sein sollte, ob sie in Richtung $+M$ oder $-M$ zeigt, können die ungeraden Potenzen vernachlässigt werden und man erhält:

$$F(M) = F_0 + a(T)M^2 - bM^4. \quad (4.2)$$

F_0 und b sind Konstanten, a ist von der Temperatur T abhängig. Falls a bei einer kritischen Temperatur T_C sein Vorzeichen wechselt, liefert uns diese Gleichung einen Phasenübergang. Für a muss also gelten:

$$a(T) = a_0(T - T_C), \quad (4.3)$$

wobei a_0 ebenfalls eine Konstante ist. Um den energetisch günstigsten Zustand zu finden, muss $\frac{\partial F}{\partial M} = 0$ gelten. Dies liefert uns folgende Lösungen:

$$M = \begin{cases} 0 & , T > T_C \\ \pm \sqrt{\frac{a_0(T_C - T)}{2b}} & , T < T_C \end{cases} \quad (4.4)$$

M ist also in der Landau-Theorie für Temperaturen unterhalb T_C proportional zu $(T_C - T)^{1/2}$. Oberhalb von T_C liegt keine Magnetisierung vor. Die Landau-Theorie ist eine ‘mean-field’-Theorie. Man nimmt in diesem Modell an, dass jeder Spin alle anderen Spins in Form eines gemittelten Feldes (‘mean-field’) spürt, wobei dieses Feld proportional zur Magnetisierung ist. Die Schwächen dieser Theorie sind die Vernachlässigung von Spin-Fluktuationen und Spin-Korrelationen sowie von Spinwellen, welche bei tiefen Temperaturen von Bedeutung sind. In Experimenten fand man jedoch heraus, dass die Magnetisierung M in der Nähe von T_C ($T_C > T$) einem Potenzgesetz

Tabelle 4.2: Kritischer Exponent β gemäß verschiedenen theoretischen Modellen.

	β	Ausdehnung
Landau-Theorie	0.5	unendlich
2D-Ising	0.125	unendlich
2D-XY	keine ferromagnetisch Ordnung für $T > 0K$	unendlich
2D-XY	0.23	endlich
2D-Heisenberg	keine ferromagnetisch Ordnung für $T > 0K$	unendlich
3D-Ising	0.325	unendlich
3D-XY	0.346	unendlich
3D-Heisenberg	0.365	unendlich

$(T_C - T)^\beta$ proportional ist, der kritische Exponent β jedoch nicht immer $1/2$ ist. Es stellte sich heraus, dass β abhängig ist von der Spin- und Raumdimension. Die unterschiedlichen Werte sind in Tab. 4.2 zusammengefasst [121].

Exakt hergeleitet wurde von diesen Modellen nur das 2D-Ising-Modell in Arbeiten von Onsager [122] und Yang [123]. Mermin und Wagner [124] bewiesen, dass es im ein- und zweidimensionalen isotropen Heisenbergmodell bei endlichen Temperaturen keine spontane Magnetisierung gibt. Für die folgenden Messergebnisse ist das 2D-XY-Modell von besonderem Interesse. Da bei diesem System, wie oben beschrieben, eine magnetische Anisotropie vorhanden ist, die die Spins isotrop ausgerichtet in die Filmebene zwingt, hat das Mermin-Wagner-Theorem in seiner eigentlichen Form hier keine Gültigkeit. Jedoch gibt es theoretische Ansätze, dass es trotzdem zu keiner spontanen Magnetisierung bei Temperaturen $T > 0 K$ kommt [125]. Es kommt jedoch zum so genannten Kosterlitz-Thouless-Übergang, bei dem für Temperaturen $T < T_C$ Vortices entstehen [126, 127], also wirbelförmige Anordnungen der Magnetisierung mit großen Ausdehnungen, wobei sich die (makroskopische) Magnetisierung herausmittelt. Diese Ausdehnungen sind so groß, dass innerhalb der Probengröße sehr wohl eine Magnetisierung herrscht. Der kritische Exponent für ein solches System wird mit $\beta = 0.23$ angegeben [128–130].

(b) Superparamagnetismus

Im Falle von intrinsisch magnetisch geordneten kleinen Teilchen oder Inseln (Clustern) kommt es häufig zu superparamagnetischem Verhalten. Dies soll im Folgenden näher erläutert werden. Bei kleinen magnetischen Clustern sind die für große magnetische Bereiche typischen Domänenstrukturen energetisch ungünstig, so dass sich ein Eindomänenzustand ausbildet. Falls in diesen Clustern eine uniaxiale Anisotropie entlang einer leichten Richtung vorliegt, tritt eine Anisotropieenergie $E = KV \sin^2 \theta$ in Erscheinung, wobei θ der Winkel zwischen leichter Richtung und Magnetisierungsrichtung, K die uniaxiale Anisotropiekonstante und V das Clustervolumen sind. Das System hat also zwei Energienminima (bei $\theta = 0^\circ$ bzw. 180°), getrennt durch eine Energiebarriere der Größe KV . Nimmt das Clustervolumen ab, so kann die Anisotropieenergie KV vergleichbar mit der thermischen Energie $k_B T$ werden. Dies führt zu thermisch getriebenen Fluktuationen der Cluster-Magnetisierungsrichtung. Für den Fall $k_B T / KV \gtrsim 0.1$ werden Fluktuationen der Clustermagnetisierung um 180° dominant, was zum Phänomen der superparamagnetischen Relaxation führt [131]. Die Relaxationszeit für diese Magnetisierungsumkehr wird durch das Néel-Arrhenius-Gesetz [132] beschrieben:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{KV}{k_B T}\right) \quad (4.5)$$

Der Vorfaktor τ_0 liegt in einem Bereich von 10^{-9} und 10^{-11} s [133–136], k_B ist die Boltzmannkonstante, T die Temperatur. Wenn die superparamagnetische Relaxationszeit τ viel kürzer wird als die typische Mössbauer-Messzeit τ_M von $\sim 10^{-8}$ s, wird das Mössbauer-Sextett weggemittelt und man beobachtet ein superparamagnetisches Mössbauer-Spektrum (Einzellinie oder Quadrupoldublett). Die Blocking-Temperatur T_B ist definiert als diejenige Temperatur, bei der $\tau \approx \tau_M$ wird [134]. Für $T < T_B$ tritt mit abnehmendem T dynamisches Einfrieren der superparamagnetischen Relaxationen ein. Dies führt zum Auftreten der magnetischen Zeeman-Aufspaltung im Mössbauer-Spektrum. T_B ist keine einheitliche Größe, sondern von der gewählten Messmethode abhängig. Für Mössbauer-Messungen ist T_B durch diejenige Temperatur gegeben, bei der $\tau \approx \tau_M = 10^{-8}$ s (^{57}Fe -Larmor-Periode) [134] wird,

dagegen bei MOKE-Messungen für $\tau \approx \tau_{MOKE} \approx 10 - 100$ s [134, 136].

Für den Fall, dass die Magnetisierung eines Clusters entlang einer leichten Richtung $\theta = 0^\circ$ liegt, gibt es auf Grund thermischer Energie die Wahrscheinlichkeit, dass der Magnetisierungsvektor zwischen θ und $\theta + d\theta$ liegt. Diese Wahrscheinlichkeit ist gegeben durch

$$p(\theta)d\theta = \frac{\exp(-E(\theta)/k_B T) \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \exp(-E(\theta)/k_B T) \sin \theta d\theta}. \quad (4.6)$$

Also kann auch für $k_B T/KV \lesssim 0.1$ [131] der Magnetisierungsvektor nahe der leichten Richtung fluktuieren und so genannte kollektive magnetische Anregungen durchführen. Diese Fluktuationen sind schneller als die charakteristische Zeit der Mössbauer-Untersuchungen. Daher ist das beobachtete magnetische Hyperfeinfeld B_{hf} zwar proportional zum mittleren Wert des magnetischen Hyperfeinfeldes B_0 , aber es ist kleiner als es ohne die kollektiven Anregungen wäre [137, 138]:

$$B_{hf} = B_0 \langle \cos \theta \rangle \quad (4.7)$$

$$= B_0 \int_0^{\pi/2} p(\theta) \cos \theta d\theta. \quad (4.8)$$

Berücksichtigt man die magnetische Anisotropie in Form einer uniaxialen Anisotropie, so erhält man in erster Näherung

$$\frac{B_{hf}}{B_0} \approx 1 - \frac{k_B T}{2KV}, \quad (4.9)$$

also eine lineare Abhängigkeit des beobachteten magnetischen Hyperfeinfeldes B_{hf} von der Temperatur [139]. Eine lineare T-Abhängigkeit von B_{hf} wurde beispielsweise für superparamagnetische Fe(110)-Cluster in Fe(110)/Ag(111)-Übergittern sogar über einen großen T-Bereich von 4.2 K bis 300 K beobachtet [140]. Interessant ist in diesem Zusammenhang auch der beobachtete lineare T-Abfall unterhalb T_B der mittels SQUID (superconducting quantum interference device) gemessenen remanenten Magnetisierung $M_{rem}(T)$ superparamagnetischer ultradünner Fe/GaAs(001)-Filme (mit 3.0 -

3.5 ML Fe-Bedeckung), die allerdings Al-bedeckt waren [141]. Auch in anderen superparamagnetischen Systemen wurde unterhalb T_B ein nahezu linearer M_{rem} -von-T-Verlauf beobachtet [134, 136, 142]. Da das ^{57}Fe -Hyperfeinfeld B_{hf} proportional zur spontanen Magnetisierung verläuft [143] oder damit proportional ist zur remanenten Magnetisierung innerhalb einer magnetischen Einzeldomäne, kann man auch quasilineares $B_{hf}(T)$ -Verhalten unterhalb T_B erwarten.

4.2.3 1.9 ML- ^{57}Fe -Schicht auf GaAs(001)-(4×6) ohne Bedeckung

Es wurde ein (1.9 ± 0.2) ML dicker ^{57}Fe -Film im UHV in-situ ohne Pt-Deckschicht mittels CEMS untersucht. Eine Messung ohne Deckschicht ist von besonderer Bedeutung, da in ultradünnen Filmen die Inseln (Cluster) sehr klein sind und somit einen relativ großen Oberflächenanteil haben. Somit hängen die Eigenschaften stark von ihrer Umgebung ab, welche bei dieser Probe im UHV auf die GaAs-Unterlage beschränkt ist. Auf systematische CEMS-Messungen im UHV bei anderen Fe-Bedeckungen musste wegen der langen Messdauer (maximal 25 Tage pro Spektrum bei Verwendung einer ^{57}Co -Rh-Quelle von 100 mCi Aktivität) verzichtet werden. Diese CEMS-Messungen im UHV wurden temperaturabhängig zwischen RT und 40 K mit Hilfe eines UHV-tauglichen Kryostaten für flüssiges Helium durchgeführt.

Die Spektren sind in Abb. 4.14 dargestellt. Bei RT, 180 K und 80 K zeigen die CEM-Spektren Quadrupoldoublets, durch die ein paramagnetischer oder superparamagnetischer Zustand angezeigt wird. Ob es sich um Para- oder Superparamagnetismus handelt, kann zunächst nicht geklärt werden, da für beide Zustände ein Dublett zu erwarten ist, und da die Messungen im Nullfeld durchgeführt wurden. Bei Temperaturen $T \geq 80$ K wurden den Spektren also ein Quadrupoldublett angepasst. Die Fittergebnisse sind in Tab. 4.3 angegeben. Der Wert für die Isomerieverschiebung δ bei RT (+0.25 mm/s) ist deutlich positiv relativ zum Wert $\delta = 0.0$ mm/s von reinem massivem bcc-Fe (unserem Referenz-Absorber). Dies weist auf eine Abnahme der s-Elektronendichte am ^{57}Fe -Kernort in den Clustern des Fe-Films hin.

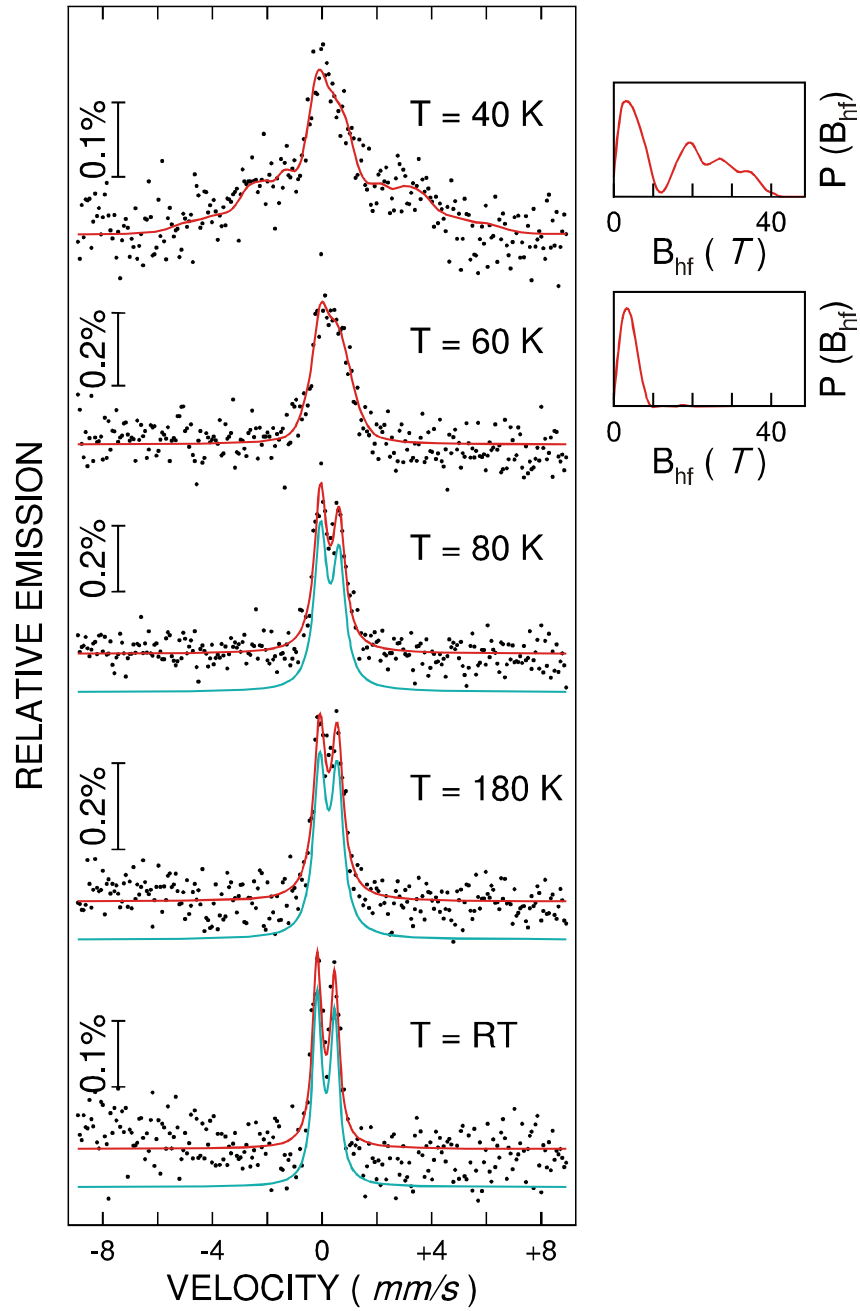


Abbildung 4.14: CEM-Spektren und Hyperfeinfeldverteilungen (rechts) der unbedeckten Probe $^{57}\text{Fe}(1.9 \text{ ML})/\text{GaAs}(001)-(4 \times 6)$ -Probe, in-situ im UHV gemessen bei unterschiedlichen Temperaturen. Die Spektren für $T \geq 80 \text{ K}$ wurden mit einem Quadrupoldublett angepasst.

Tabelle 4.3: Mössbauerparameter bei RT, 180 K und 80 K der unbedeckten 1.9 ML dicken ^{57}Fe -Schicht auf GaAs(001)-(4×6). δ = Isomerieverschiebung (relativ zu α -Fe bei RT); Γ = Lorentz-Linienbreite; ΔE_Q = Quadrupolaufspaltung; A_2/A_1 = Flächenverhältnis der Linien 2 zu 1

	RT	180 K	80 K
δ (mm/s)	0.25 ± 0.01	0.34 ± 0.01	0.39 ± 0.01
Γ (mm/s)	0.40 ± 0.03	0.53 ± 0.03	0.55 ± 0.04
ΔE_Q (mm/s)	0.65 ± 0.02	0.65 ± 0.02	0.68 ± 0.02
A_2/A_1	0.89 ± 0.08	0.94 ± 0.08	0.82 ± 0.07

Diese Abnahme kann entweder auf Grund von s-Elektronen-Transfer von Fe-Atomen zu benachbarten As- und/oder Ga-Atomen hin, oder aber auch durch die mittels RHEED (Kapitel 4.1.2) nachgewiesene Expansion des mittleren Fe-Fe-Atomabstandes im ultradünnen Filmbereich (relativ zum massiven bcc-Fe-Wert) erfolgen. Wahrscheinlich wirken sich beide Effekte aus. Die beobachtete Quadrupolaufspaltung ΔE_Q der Dubletts von ≈ 0.66 mm/s (gemittelt zwischen 80 K und RT) ist für diesen unbedeckten (‘freien’) Film relativ groß. Die Existenz einer Quadrupolaufspaltung ΔE_Q alleine beweist das Vorhandensein einer nicht-kubischen lokalen Umgebung um ein ^{57}Fe -Atom in diesen freien Fe-Inseln auf GaAs(001). Die Ursache für diese Symmetriebrechung kann einmal in der mittels RHEED (Kapitel 4.1.2) nachgewiesenen Gitterverzerrung liegen, die zu einer nicht-kubischen Umgebung und zu einem nichtverschwindenden elektrischen Feldgradienten (EFG) führt. Zum anderen kann ΔE_Q auch durch benachbarte Fremdatome (As und/oder Ga) um ein ^{57}Fe -Atom im Fe-Gitter verursacht sein. Interessant ist auch, dass das Linien-Intensitätsverhältnis $A_2/A_1 = A_{21}$ der beiden Quadrupollinien in den Spektren der Abb. 4.14 innerhalb des Fehler nahezu gleich Eins [(0.89 ± 0.08) bei RT] ist, was bedeutet, dass entweder keine Vorzugsrichtung der Hauptkomponente V_{zz} des EFG Tensors in den Fe-Inseln existiert oder dass der Winkel φ zwischen Mössbauer-Gammastrahlrichtung und der bevorzugten V_{zz} -Richtung gleich dem magischen Winkel von 54.7° ist [33]. Letzteres ist aber eher unwahrscheinlich.

Beim Abkühlen von 80 K auf 60 K und darunter tritt eine deutliche Ver-

breiterung des Spektrums auf (Abb. 4.14). Die Ursache für die Verbreiterung ist das Einsetzen einer magnetischen Hyperfeinwechselwirkung (zusätzlich zur elektrischen Quadrupolwechselwirkung) beim Abkühlen. Daher wurden die bei $T \leq 60$ K gemessenen CEM-Spektren mit einer magnetischen Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$ angepasst (Abb. 4.14). Bei 40 K führt die magnetischen Hyperfeinwechselwirkung zu den deutlich sichtbaren breiten Flanken in der Nähe von ± 3 mm/s bzw. zu dem Hochfeldanteil in der $P(B_{hf})$ -Verteilung zwischen $B_{hf} \approx 15$ bis 40 T.

Aus Nullfeld-CEMS-Messungen alleine kann zunächst nicht auf die Natur des magnetischen Übergangs zwischen 80 K und 60 K geschlossen werden. Es könnte sich um einen Phasenübergang vom Paramagnetismus zum Ferromagnetismus handeln oder um ein dynamisches Einfrieren der fluktuierenden Magnetisierung von superparamagnetischen Clustern bei Temperaturerniedrigung, welches innerhalb des Zeitfensters $\tau_M \approx 10^{-8}$ s des Mössbauereffekts bei der Blocking-Temperatur T_B beobachtbar ist. Allerdings konnte mit Hilfe anderer Messmethoden in der Literatur auf *superparamagnetisches* Verhalten ultradünner Fe-Schichten auf GaAs(001)-Oberflächen geschlossen werden. Beispielsweise berichten Zakeri et al. [144] über eine superparamagnetische Blocking-Temperatur von $T_B = 50$ K für unbedeckte 2.3 ML dicke Fe-Filme auf GaAs(001)-(4×6), gemessen in-situ im UHV mittels Ferromagnetischer Resonanz (FMR). Auf Superparamagnetismus von unbedeckten ultradünnen Fe-Filmen auf GaAs(001)-(4×6) wurde, auch auf Grund von in-situ Brillouin-Lichtstreuung [145] und in-situ MOKE [102] geschlossen. Allerdings ist die Interpretation bezüglich Superparamagnetismus nicht unumstritten. So schließen Bensch et al. [120] aus T-abhängigen MOKE-Resultaten an ultradünnen Fe/GaAs(001)-(4×6)-Schichten, die allerdings Au-bedeckt waren und *ex-situ* untersucht worden waren, auf einen Phasenübergang von Paramagnetismus zum 2D-XY-Ferromagnetismus und geben sogar einen kritischen Exponenten β dafür an. Die in der vorliegenden Arbeit in-situ gemessene T-Abhängigkeit des Hyperfeinfeldes $B_{hf}(T)$ an *unbedeckten* Fe/GaAs-Filmen, die weiter unten beschrieben wird, deutet allerdings eher auf *superparamagnetisches* Verhalten hin. Bei $T \gtrsim 80$ K (Abb. 4.14) fluktuert die Clustermagnetisierung schneller als die charakteristische Mössbauer-Beobachtungszeit $\tau_M \approx 10^{-8}$

s und das Hyperfeinfeld wird weggemittelt. Bei 60 K und darunter frieren die superparamagnetischen Relaxationen immer mehr ein und die magnetische Hyperfeinaufspaltung macht sich zunehmend bemerkbar. Die Blocking-Temperatur T_B muss hier also zwischen 60 K und 80 K liegen.

Unterhalb der Blocking-Temperatur T_B sind die Fluktuationen so weit eingefroren, dass sich die intrinsische ferromagnetische Ordnung der Cluster bemerkbar macht, ersichtlich durch die magnetische Hyperfeinfeldaufspaltung. Bei der 40 K-Messung (Abb. 4.14) fällt auf, dass in der Mitte des Spektrums noch ein großer Fe-Anteil mit kleinem Hyperfeinfeld vorhanden ist, ähnlich wie bei den Spektren bei höherer Temperatur. Dies kann durch eine Clustergrößenverteilung erklärt werden: Einige Cluster sind größer und damit schon blockiert, andere kleinere fluktuieren bei 40 K noch. Andererseits kann auch Legierungsbildung an der Fe/GaAs-Grenzfläche zu diesem zentralen Anteil im Spektrum bei 40 K beitragen. Aber auch die Temperaturabhängigkeit der Anisotropiekonstanten kann möglicherweise einen Teil dazu beitragen. Trägt man nun das mittlere magnetische Hyperfeinfeld $\langle B_{hf} \rangle$ gegen die Temperatur auf, so erhält man einen Verlauf, wie er in Abb. 4.15 zu sehen ist. Mit fallender Temperatur erfolgt bei tiefen Temperaturen ein sehr steiler, möglicherweise linearer Anstieg des magnetischen Hyperfeinfeldes. Ein linearer Anstieg ist natürlich anhand der wenigen verfügbaren Messpunkte in Abb. 4.15 schwer zu belegen. Es wurden jedoch in unserer Arbeitsgruppe in der Dissertation von Beatriz Roldan Cuenya [146] sowie in der zukünftigen Dissertation von Robert Peters zwei weitere Proben mit 2.2 ML bzw. 2.5 ML ^{57}Fe auf GaAs(001)-(4×6) in-situ mittels CEMS untersucht, die eine etwas höhere Blocking-Temperatur besitzen und ein deutliches lineares $B_{hf}(T)$ -Verhalten unterhalb T_B zeigten. Bei meinen Messungen (Abb. 4.15) ist B_{hf} gleich Null im Bereich $80 \text{ K} \leq T \leq \text{RT}$. Wie weiter vorne [Kapitel 4.2.2 (b)] beschrieben wurde, deutet der starke lineare Anstieg des magnetischen Hyperfeinfeldes bei niedrigeren Temperaturen auf superparamagnetisches Verhalten hin [134, 136, 140–142]. Daher wird hier die Temperatur des abrupten Anstiegs als Blocking-Temperatur T_B bezeichnet werden. Diese ergibt sich aus dem Schnittpunkt der steilen Geraden mit der Abszisse und liegt damit bei etwa $T_B = (67 \pm 5) \text{ K}$.

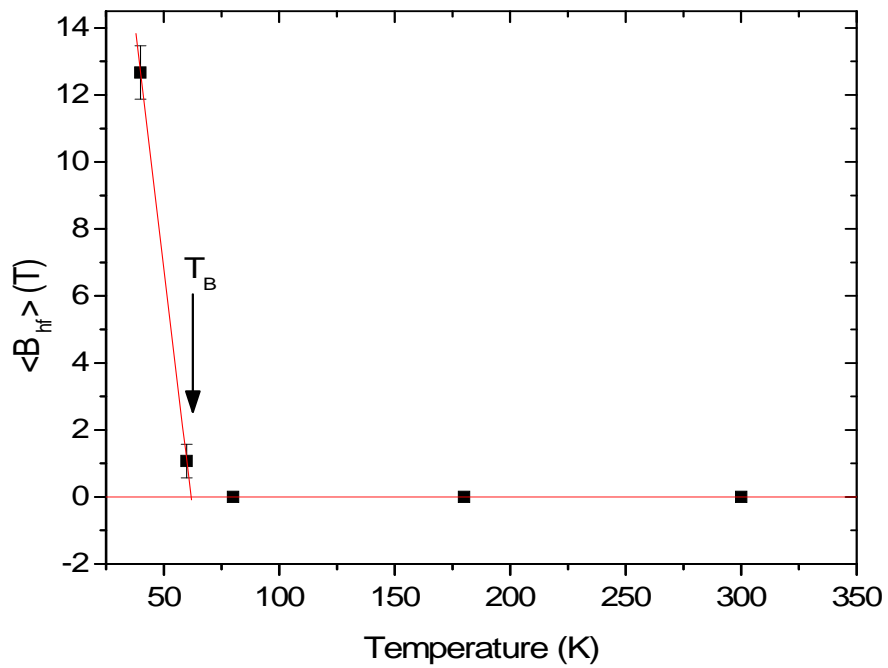


Abbildung 4.15: Temperaturabhängigkeit des in-situ im UHV gemessenen mittleren magnetischen Hyperfeinfeldes $\langle B_{hf} \rangle$ der unbedeckten 1.9 ML $^{57}\text{Fe}(001)/\text{GaAs}(001)-(4 \times 6)$ -Probe. Der Pfeil deutet die superparamagnetische Blocking-Temperatur T_B an.

Die Relaxation der Magnetisierung in den superparamagnetischen Partikeln kann durch das Arrhenius-Gesetz beschrieben werden. Die charakteristische Messdauer für Mössbauer-Spektroskopie beträgt $\approx 10^{-8}$ s (Larmor-Präzessionsperiode), die Blocking-Temperatur wurde zu 67 K bestimmt. Für τ_0 kann ein Wert von $\approx 10^{-11}$ s [136] angenommen werden. Somit erhält man mit der Arrhenius-Formel (Gl 4.5) eine magnetische Anisotropieenergie von $K \cdot V = 6.4 \cdot 10^{-14}$ erg (40 meV). Dieser Wert liegt in der Größenordnung der Ergebnisse von Chien [134] und Xiao et al. [142]. Bei $\text{Fe}_{50}(\text{SiO}_2)_{50}$ Nanoclustern mit einem mittleren Durchmesser von 2.5 nm erhielten diese Autoren Werte von $K \cdot V = 8.2 \cdot 10^{-14}$ erg. Um die Anisotropiekonstante K daraus zu bestimmen, müsste das Clustervolumen V bekannt sein. V könnte beispielsweise mittels Rastertunnelmikroskopie gemessen werden. Derartige Messungen hätten allerdings den Rahmen dieser Arbeit überschritten.

4.2.4 Epitaktische ^{57}Fe -Schichten auf GaAs(001)-(4×6) mit Pt-Bedeckung

(a) T-abhängige CEMS-Messungen im Nullfeld

Es wurden ex-situ-CEMS-Messungen bei RT an Pt-bedeckten ultradünnen Fe/GaAs(001)-(4×6)-Proben durchgeführt. Insgesamt sind acht Proben unterschiedlicher ^{57}Fe -Dicke hergestellt worden: 2, 2.5, 2.65, 2.8, 3.0, 3.1, 3.6 und 4 ML. Alle Proben wurden mit einer 40 Å dicken Pt-Schicht abgedeckt.

An der 2.5 ML dicken Fe-Probe, wurden temperaturabhängige CEMS-Messungen durchgeführt, deren Resultate in Abbildungen B.3 und B.4 im Anhang dargestellt sind. Die Spektren unterhalb RT wurden mit einer Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$ angepasst, wobei das Flächenverhältnis der Linien 2 zu 3 bzw. 5 zu 4 auf den Wert $I_{2(5)}/I_{3(4)} = 4.0$ ($\langle\theta\rangle = 90^\circ$) festgelegt wurden, also das magnetische Fe-Moment als in der Probenebene liegend angenommen wurde. Die auffällige zentrale Einzellinie in den Spektren unterhalb RT ist ein Artefakt der Edelstahl-Kryostatenwand und hat hier keine physikalische Bedeutung. CEMS-Messungen mit dem Channeltron-Detektor im Kryostaten ohne Probe lieferten die spektralen Parameter dieser Einzellinie, so dass in der Anpassung die Einzellinie mit genau diesen Parametern

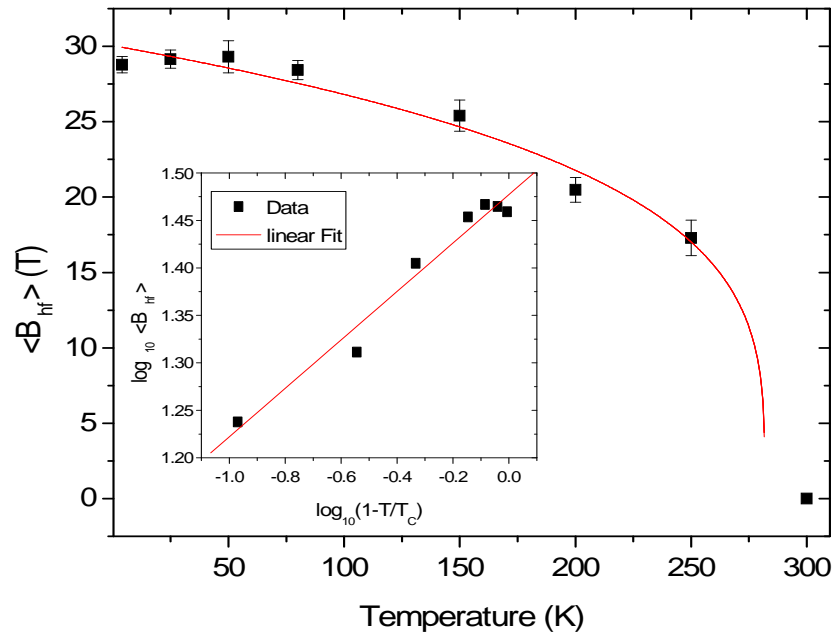


Abbildung 4.16: Im Nullfeld gemessenes mittleres magnetisches Hyperfein-
 feld $\langle B_{hf} \rangle$ als Funktion der Temperatur einer mit 40 Å
 Pt bedeckten 2.5 ML dicken ^{57}Fe -Schicht auf GaAs(001)-
 (4×6). Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung der
 Funktion $\langle B_{hf} \rangle (T) = \langle B_{hf} \rangle (0)(1 - T/T_C)^\beta$ an die Mess-
 punkte mit $T_C = 280$ K und $\beta = 0.26$. Der Einsatz zeigt
 eine doppellogarithmische Auftragung, wobei eine Curie-
 temperatur $T_C = 280$ K eingesetzt wurde.

vom restlichen Spektrum der echten Probe abgegrenzt werden konnte. Hier stammt also nur die magnetische Hyperfeinfeldverteilung von der Probe. Die RT-Messung weist diese Einzellinie nicht auf, da mit einem anderen Detektor (He-CH₄ gefüllter Proportionalzähler) gemessen wurde. Anhand der Tieftemperatur-Spektren in Abbildungen B.3 und B.4 im Anhang erkennt man einen ferromagnetischen Zustand, der von 4 K bis 250 K durch die Zeeman-Aufspaltung der Spektren erkennbar ist. Bei 250 K konnte eine gute Anpassung nur durch Hinzufügen eines Quadrupoldubletts erreicht werden. Hier ist also schon ein kleiner Teil der Probe nicht mehr ferromagnetisch. Bei RT ist die gesamte Probe alleine durch ein Dublett charakterisiert und demnach paramagnetisch oder superparamagnetisch. Die aus diesen Messungen erhaltenen mittleren magnetischen Hyperfeinfelder $\langle B_{hf} \rangle$ wurden in Abb. 4.16 gegen die Temperatur aufgetragen. Das mittlere Hyperfeinfeld ist vergleichbar mit der Spontanmagnetisierung einer Probe. Nach der Theorie kann die Spontanmagnetisierung M_S als Funktion der Temperatur in der Nähe von T_C ($T \rightarrow T_C$) mit einem Potenzgesetz der Form $M_S(T) = M_0 \cdot (1 - T/T_C)^\beta$ beschrieben werden. Werden die Daten doppellogarithmisch aufgetragen, wie im Inset von Abb. 4.16, so ergibt sich ein linearer Verlauf mit der Steigung β . Die durchgezogene Kurve in Abb. 4.16 ist eine Anpassung der Funktion $\langle B_{hf} \rangle(T) = \langle B_{hf} \rangle(0)(1 - T/T_C)^\beta$ an die Messpunkte mit $T_C = 280$ K und $\beta = 0.26$. Dieser β -Wert liegt unterhalb dem kritischen Exponenten für einen 3D-Heisenberg-Ferromagneten ($\beta = 0.365$) und einem 3D-Ising-Ferromagneten ($\beta = 0.325$), aber höher als der kritische Exponent des 2D-Ising-Modells ($\beta = 0.125$). Am nächsten kommt der hier bestimmte β -Wert einem 2D-XY-Modell mit endlicher Ausdehnung, dessen Wert in der Literatur [128, 129] mit $\beta = 0.23$ angegeben wird. Erstaunlich ist, dass der Fit für den Exponenten ($\beta = 0.26$) auch noch weit unterhalb T_C gut mit den Messpunkten übereinstimmt (Abb. 4.16), was eigentlich der Theorie widerspricht, denn der kritische Exponent β ist dort für $T \rightarrow T_C$ definiert. Die Tatsache, dass das Potenzgesetz bis zu Temperaturen weit unterhalb T_C in recht guter Näherung gilt, wurde jedoch für die Universalitätsklasse des 2D-XY-Modells schon häufiger experimentell gezeigt [121, 147–151]. In der Literatur ließ sich auch in anderen quasi-zweidimensionalen geschichteten Systemen das Hy-

perfeinfeld ebenfalls außerhalb der kritischen Region bei T_C durch ein nicht-asymptotisches $(1-T/T_C)^\beta$ -Verhalten gut beschreiben und ergab β -Werte bei 0.28 [130]. Keller und Savić [152] weisen darauf hin, dass eine große Zahl von magnetischen ‘Quasi’-2D-Systemen eine Ausdehnung des ‘kritischen T-Bereichs’ weit unterhalb T_C (im nicht-asymptotischen T-Bereich) aufweisen und durch *effektive* Exponenten β beschrieben werden können, und dass zur Beschreibung keine geeignete Theorie existiert.

Es soll betont werden, dass das in Abb. 4.16 beobachtete $\langle B_{hf} \rangle(T)$ -Verhalten typisch für einen magnetischen Phasenübergang ist, aber *nicht* typisch für superparamagnetische Relaxation. Bei letzterer findet man unterhalb T_B einen quasi-linearen $\langle B_{hf} \rangle(T)$ -Verlauf, wie in Abb. 4.15 und in der Literatur gezeigt wird [140, 146] und wie er auch in der T-Abhängigkeit der remanenten Magnetisierung $M_{rem}(T)$ bei superparamagnetischen Systemen beobachtet wurde [134, 136, 141]. Demnach sind die Pt-bedeckten 2.5 ML dicken ^{57}Fe -Schichten auf GaAs(001)-(4×6) *nicht* superparamagnetisch, obwohl der 2.5 ML Fe-Film unterhalb der mittels RHEED bestimmten kritischen Fe-Bedeckung von ca. 3.7 ML für Perkolation der Fe-Inseln liegt (siehe auch Abschnitt 4.2.4 (c)). Der 2.5 ML-Fe-Film muss demnach noch aus vielen nichtperkolierten Fe-Clustern bestehen, die im unbedeckten Falle superparamagnetisches Verhalten zeigen [R. Peters, Dissertation 2007 (in Vorbereitung)]. Dass dies gemäß der Abb. 4.16 nicht der Fall ist, muss an der Pt-Deckschicht liegen. Offensichtlich werden die Fe-Cluster-Momente über die Pt-Deckschicht magnetisch gekoppelt und dadurch Quasi-2D-Verhalten induziert.

(b) CEMS-Messungen bei RT im äußeren Feld

Es erschien interessant, ein magnetisches Quasi-2D-System wie die hier beschriebenen Pt-bedeckten ultradünnen Fe-Filme oberhalb T_C in einem äußeren Magnetfeld zu untersuchen. Magnetischen 2D-Systeme sind oberhalb T_C durch korrelierte Spins gekennzeichnet, die als Folge thermischer Anregung zeitlich und räumlich fluktuieren. Wegen des großen magnetischen Moments dieser korrelierten Spin-Cluster werden ihre thermischen Fluktuationen be-

reits durch schwache äußere Magnetfelder unterdrückt. In 2D-Systemen haben diese Bereiche korrelierter Spins bei einer bestimmten Temperatur eine wesentlich größere Ausdehnung als in 3D-Systemen, weshalb sie in 2D-Systemen wesentlich stärker auf äußere Felder antworten als in 3D-Systemen [153–156]. Es wurden daher CEMS-Untersuchungen in externen Magnetfeldern durchgeführt mit dem Ziel, diese fluktuierenden Spin-Cluster nachzuweisen.

An derselben Probe wie in Abschnitt (a) mit $d_{Fe} = 2.5$ ML Fe sowie an einer weiteren Probe mit $d_{Fe} = 2.0$ ML Fe-Bedeckung wurden CEMS-Messungen im äußeren Magnetfeld bei RT durchgeführt. Das angelegte Feld wurde in der Ebene in Richtung [110] angelegt. Die erhaltenen Spektren sind in Abbildungen B.5, B.6 und B.7 im Anhang zu sehen. In Abb. 4.17 wurde das aus den Spektren ermittelte mittlere Hyperfeinfeld B_{hf} gegen das externe Feld aufgetragen. Das messbare mittlere ‘effektive’ Hyperfeinfeld $\langle B_{eff} \rangle$ ist gegeben durch $\langle B_{eff} \rangle = \langle B_{hf} \rangle - B_{ext}$. $\langle B_{hf} \rangle$ ist das intrinsische Hyperfeinfeld und B_{ext} das angelegte Feld. Dabei erkennt man für beide Proben eine starke Antwort auf das angelegte Feld, wobei das magnetische Hyperfeinfeld $\langle B_{hf} \rangle$ mit dem angelegten Feld B_{ext} stark ansteigt. Da ein paramagnetischer Zustand in 3D nur sehr schwach auf ein äußeres Feld B_{ext} reagiert ($|\langle B_{hf} \rangle| \approx |B_{ext}|$), kann ein solcher Zustand hier bei RT definitiv ausgeschlossen werden. Die Antwort auf das externe Feld ist bei der 2.5 ML Fe-Probe ausgeprägter als bei der dünneren Schicht (2 ML). Es ist bekannt, dass nicht nur superparamagnetische Systeme stark auf ein angelegtes Feld reagieren, sondern auch einfach zusammenhängende, endlich ausgedehnte 2D-Ferromagnete oberhalb T_C . Dies kann durch korrelierte Spin-Cluster erklärt werden, welche zeitlich und räumlich fluktuieren. Diese Fluktuationen werden jedoch bereits durch kleine Felder unterdrückt. Die Antwort der 2 ML-Probe ist hier nicht so ausgeprägt, da die laterale Ausdehnung der Fe-Inseln und damit der Spin-Cluster nicht so groß ist und diese daher kleinere Momente aufweisen. In 3D-Systemen ist die Größe der korrelierten Spin-Cluster bei einer bestimmten Temperatur $T \gtrsim T_C$ viel kleiner als in 2D-Systemen, so dass der Einfluss des externen Magnetfeldes bei 3D-Systemen geringer ist als in 2D-Systemen [153–156]. Abb. 4.17 beweist, dass in den Pt-bedeckten Quasi-

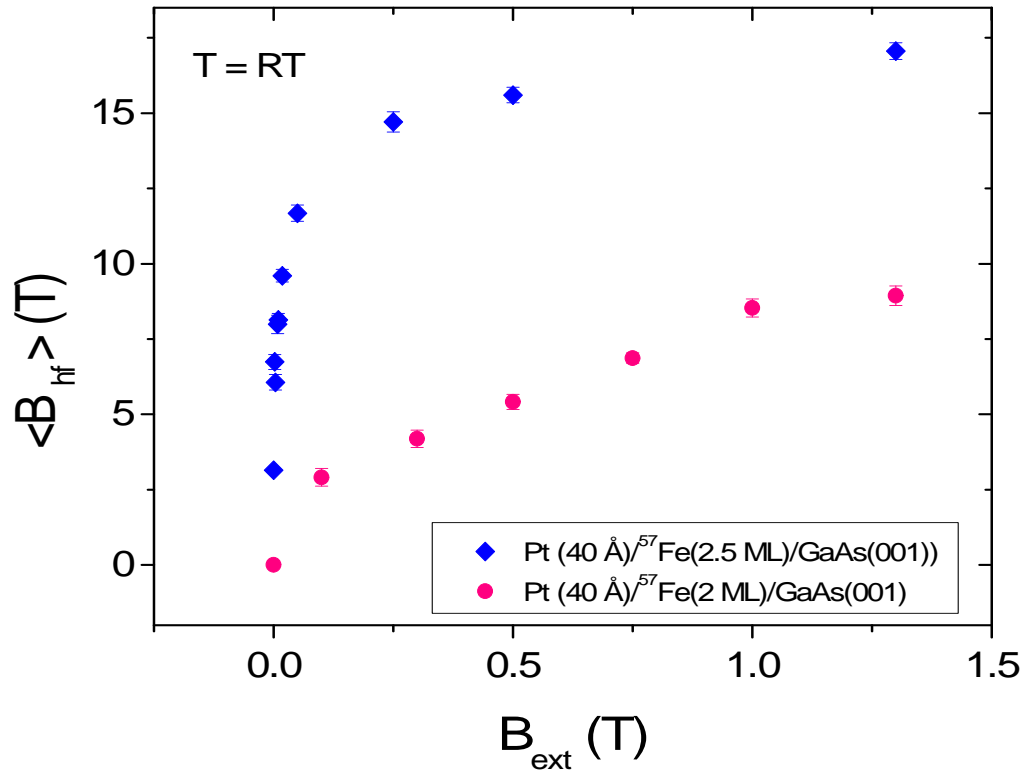


Abbildung 4.17: Das mittlere magnetische Hyperfeinfeld $\langle B_{hf} \rangle$ aus den RT-CEMS-Messungen in Abhängigkeit vom externen Feld für Pt-bedeckte 2 ML und 2.5 ML dicke ^{57}Fe -Schichten auf GaAs(001)-(4×6).

2D-Proben mit 2.0 ML und 2.5 ML Fe-Bedeckung oberhalb T_C fluktuierende Spin-Cluster existieren.

(c) CEMS-Messungen bei RT im Nullfeld zur Bestimmung der Perkolationsgrenze

In Abb. 4.18 sind RT-CEM-Spektren von fünf Pt-abgedeckten Proben unterschiedlicher Fe-Bedeckung dargestellt (weitere sind im Anhang zu finden, Abbildungen B.8, B.9). Die Spektren der 2.0 ML und 2.5 ML Proben wurde durch ein Quadrupoldublett angepasst, alle weiteren durch eine magnetische Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$. Das Intensitätsverhältnis $I_{2(5)}/I_{3(4)}$ der Linien 2(5) und 3(4) wurde dabei bei einem Wert von 4 ($\langle\theta\rangle = 90^\circ$) festgehalten, da eine Magnetisierung in der Ebene angenommen wurde. Wie unter Abschnitt (b) beschrieben entsteht das Dublett in den Spektren der 2.0 ML und 2.5 ML dicken Schichten auf Grund schneller Fluktuationen von korrelierten Spins des 2D-Magneten oberhalb von T_C . Oberhalb einer Schichtdicke von 2.65 ML Fe verbreitert sich das Spektrum mit zunehmender Filmdicke auf Grund von zunehmender magnetischer Hyperfeinwechselwirkung. Oberhalb von 2.65 ML Fe bildet sich also ein ferromagnetischer Zustand aus. Dies zeigt, dass die magnetische Perkolationsgrenze bei RT bei ca. 2.65 ML Fe im Falle der Pt-Abdeckung liegt (siehe auch Kapitel 4.2.5).

4.2.5 MOKE-Messungen an Pt-bedeckten ^{57}Fe -Schichten

Bei epitaktischen dünnen Fe-Schichten auf GaAs(001) liegt laut Brockmann et al. [100] eine starke magnetische uniaxiale Anisotropie vor. Die leichte Richtung liegt entlang der [110]-Richtung. Dies scheint zunächst im Widerspruch mit den Ergebnissen des vorherigen Kapitels 4.2.4 zu stehen, in dem auf 2D-XY Magnetismus geschlossen wurde. Bei einem 2D-XY-System sind beliebige Spinrichtungen in der Ebene zugelassen, im Gegensatz zum 2D-Ising-Verhalten, welches konform wäre mit der Beobachtung von Brockmann et al.. Bensch [121] stößt in seiner Arbeit auf einen ähnlichen Widerspruch: Eine 3.4 ML dicke Fe-Schicht auf GaAs(001)-(6x6), abgedeckt mit 20 ML

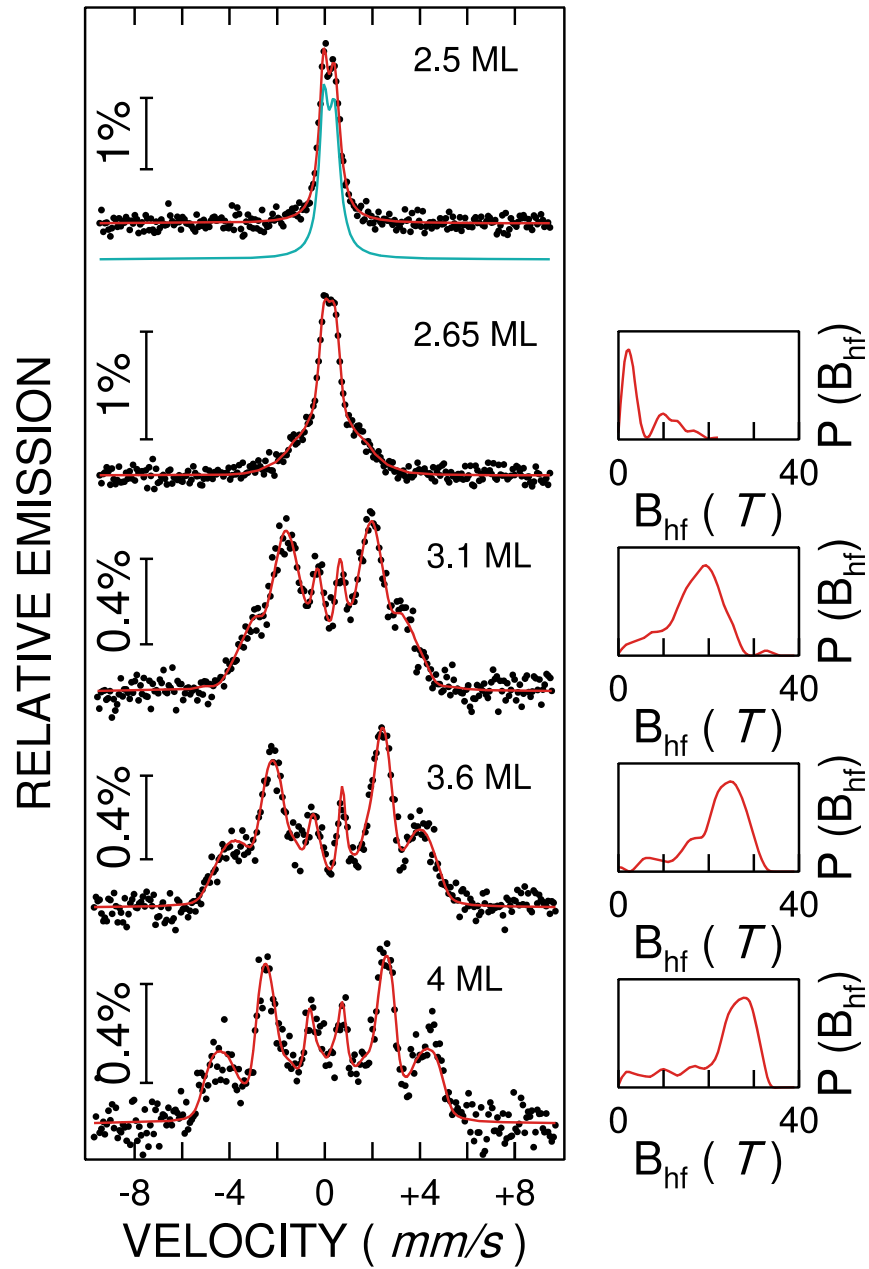


Abbildung 4.18: CEM-Spektren und Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{\text{hf}})$ von unterschiedlich dicken Pt-abgedeckten ^{57}Fe -Proben auf GaAs(001)-(4 \times 6), gemessen bei RT. Das Spektrum bei 2.5 ML Bedeckung wurde mit einem Quadrupoldublett angepasst.

Au, wurde mittels MOKE temperaturabhängig untersucht. Die Anpassung mit dem kritischen Exponenten-Gesetz ergab für β ebenfalls einen Wert von 0.26 ± 0.02 . Auch hier stand die Beobachtung des 2D-XY-Magnetismus im Widerspruch zu SQUID-Ergebnissen, welche eine magnetische uniaxiale Anisotropie ergaben. Binder und Hohenberg [157], wie auch Bander und Mills [158] stellten theoretisch fest, dass sich jedes anisotrope Heisenberg-System in einem gewissen Temperaturintervall nahe T_C Ising-artig verhalten sollte. Daher kommt Bensch zu dem Schluss, dass sich das System nahe T_C 2D-Ising-artig verhält. Auch Garreau et al. [159] haben ähnliches Verhalten an 2 ML Co auf W(110) beobachtet. Es wurde 2D-XY-artiges Verhalten ($\beta = 0.25 \pm 0.01$) gefunden und gleichzeitig eine uniaxiale magnetische Anisotropie.

Um Information über die planare magnetische Anisotropie meiner Fe/GaAs(001)-Proben zu gewinnen, wurden in Kooperation mit Dr. A. Westphalen und M. Ewerlin (Ruhr-Universität-Bochum, AG Prof. H. Zabel) longitudinale MOKE-Untersuchungen an einer 3 ML dicken ^{57}Fe -Probe auf GaAs(001) mit Pt-Abdeckung durchgeführt, deren Resultate in Abb. 4.19 und Abb. 4.20 dargestellt sind. In Abb. 4.19 erkennt man eine deutliche magnetische uniaxiale Anisotropie, übereinstimmend mit Brockmann et al. [100]. Es sollte noch angemerkt werden, dass der 2D-XY-Magnetismus an der 2.5 ML dicken Probe mittels CEMS bei tiefer Temperatur gemessen wurde. Für die MOKE-Messungen musste jedoch eine Probe gewählt werden, welche bei RT ferromagnetisches Verhalten zeigte, da nur ein MOKE-Aufbau für RT-Messungen zur Verfügung stand. Deshalb wurde die 3 ML Probe gewählt. Es ist also möglich, dass sich die magnetische Anisotropie der 2.5 ML Probe nicht uniaxial verhält, denn Herfort et al. [141] zeigen für dünne Fe-Schichten auf As-terminierten GaAs-Substraten, dass man zwar bei 3 ML Fe noch eine uniaxiale magnetischer Anisotropie findet, für 2.5 ML Fe-Schichten jedoch nicht mehr. Hier können also keine eindeutigen Aussagen über unsere Pt-bedeckten 2.5 ML-Fe-Filme dazu getroffen werden.

In Abb. 4.20 sind die ex-situ-MOKE-Resultate für unterschiedliche Fe-Schichtdicken bei RT zu sehen. Das angelegte Feld lag in der Ebene parallel zur leichten Richtung [110] der dicken Filme. Die Magnetisierungskurven sind für 2.5 ML und 2.65 ML Fe-Bedeckung S-förmig. Dies bedeutet, dass sich für

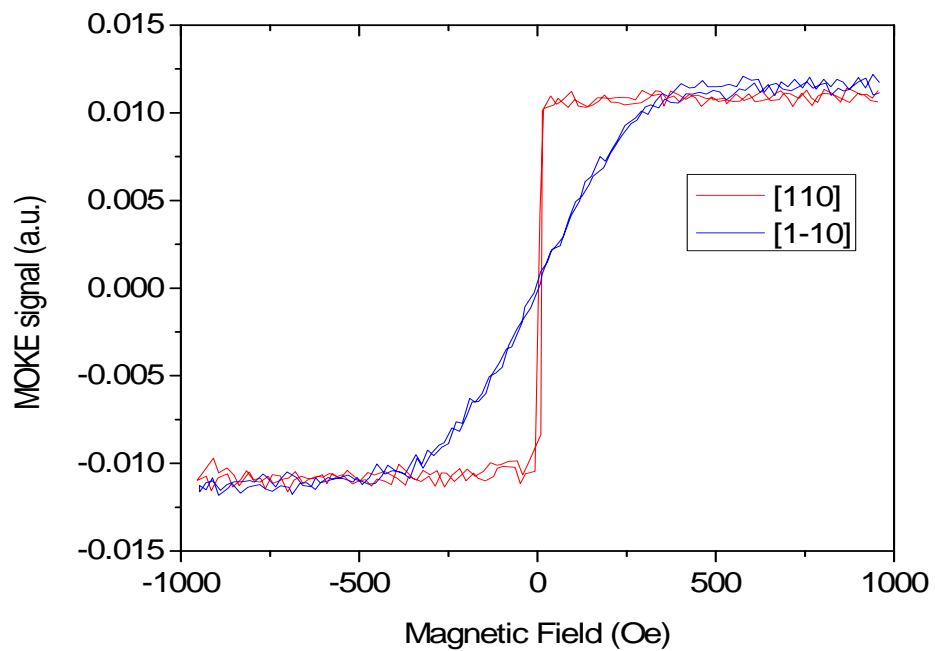


Abbildung 4.19: RT-MOKE-Hysteresekurven (longitudinal) der Pt-bedeckten 3.0 ML dicken Fe-Schicht auf GaAs(001)-(4×6). Die Messungen erfolgen mit einem angelegten Feld in der Filmebene parallel zur leichten [110]-Richtung (rot) oder senkrecht dazu (schwere Richtung $[1\bar{1}0]$ (blau).

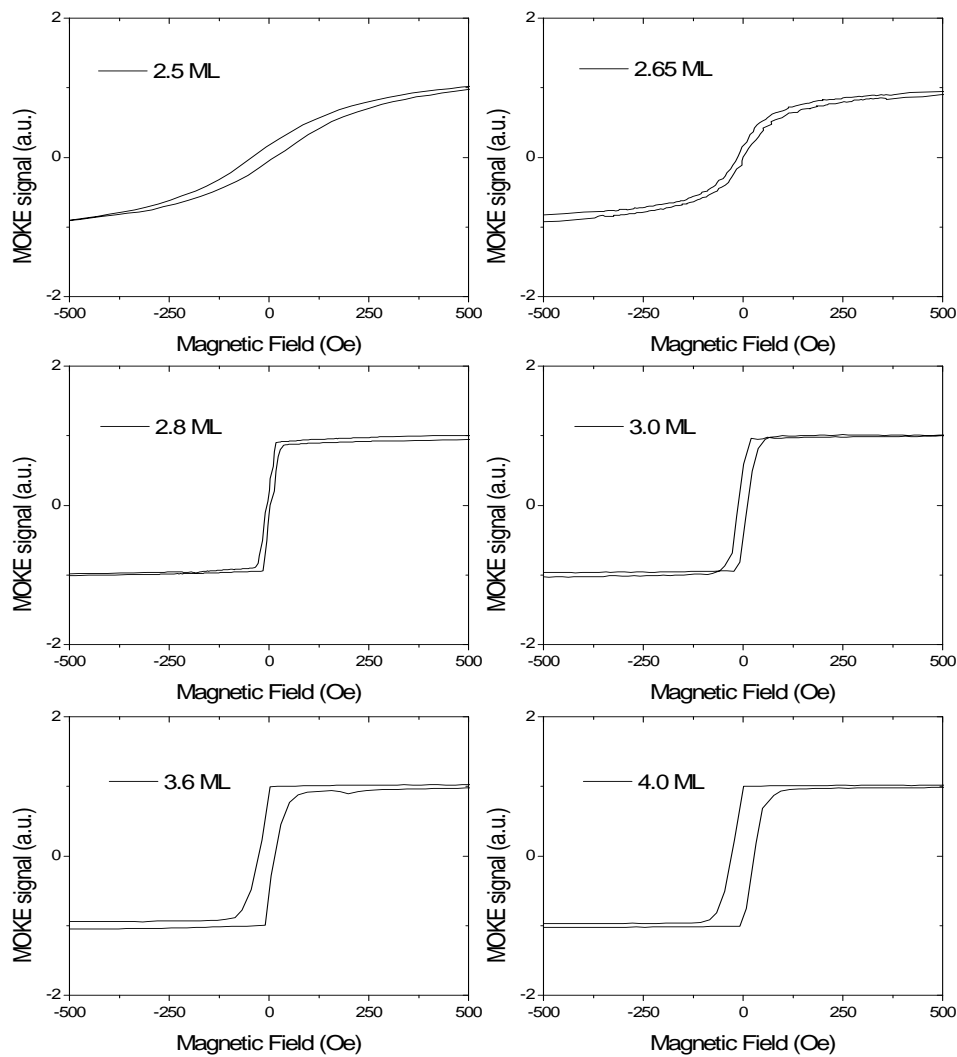


Abbildung 4.20: RT-MOKE-Hysteresekurven (longitudinal) Pt-abgedeckter unterschiedlich dicker Fe-Schichten auf GaAs(001)-(4×6). Die Messungen erfolgen mit einem in der Filmebene angelegten Feld parallel zur leichten [110]-Richtung der dickeren Filme.

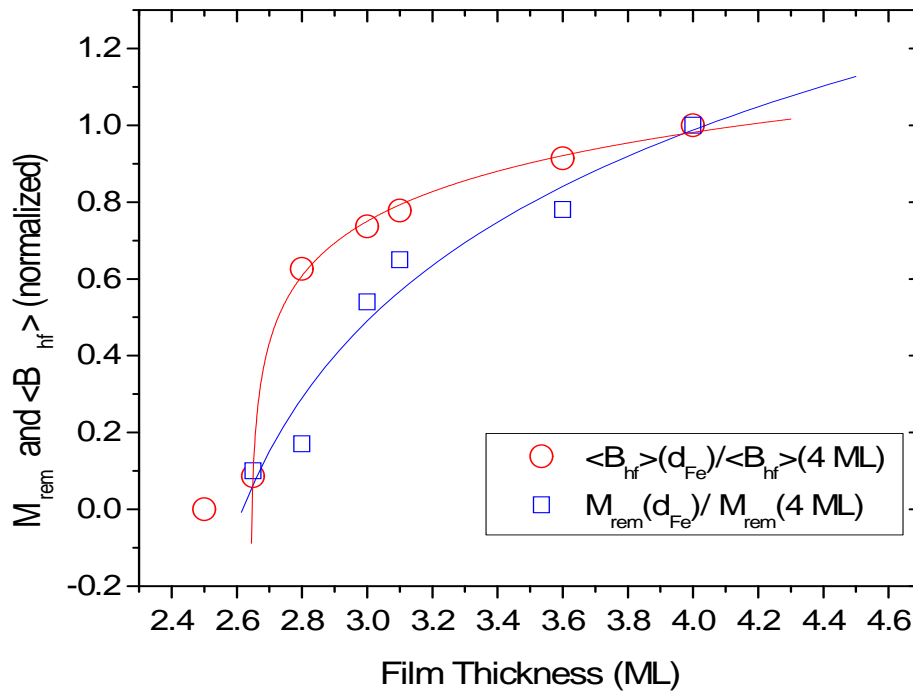


Abbildung 4.21: Normierte remanente Magnetisierung M_{rem}/M_{sat} bei RT und normiertes mittleres Hyperfeinfeld $B_{hf}(d_{Fe})/B_{hf}(4ML)$ bei RT als Funktion der Fe-Schichtdicke d_{Fe} für Pt-bedeckte Fe/GaAs(001)-Proben. (Die durchgezogenen Kurven dienen der Führung der Augen).

diese beiden Proben bei RT noch kein langreichweitiger Ferromagnetismus ausgebildet hat, so dass hier von Paramagnetismus oder Superparamagnetismus ausgegangen werden muss, genau wie zuvor auch bei den CEMS Messungen. Allerdings konnte in Kapitel 4.2.4 auf Grund der CEMS-Messungen und des beobachteten Potenzgesetzes Superparamagnetismus ausgeschlossen werden. Ein klares ferromagnetisches Verhalten ist ab 2.8 ML und oberhalb erkennbar. Die Form der Hysterese zeigt, dass die [110]-Richtung die leichte Richtung ist. In den Hysteresekurven erkennt man den Ferromagnetismus auch an der wachsenden Koerzitivfeldstärke.

Eine interessante Frage ist, ob sich das Einsetzen von Ferromagnetismus (bei $T = RT$) bei derselben kritischen Fe-Bedeckung beobachten lässt, wenn man MOKE oder CEMS als Messtechnik benutzt. Beide Techniken besitzen ja verschiedene charakteristische Zeitfenster (Mössbauer: $\tau_M \approx 10^{-8}$ s; MOKE: $\tau_{MOKE} \approx 10 - 100$ s). Trägt man deswegen zum Vergleich die normierten mittleren magnetischen Hyperfeinfelder bei RT $\langle B_{hf} \rangle (d_{Fe}) / \langle B_{hf} \rangle (4 \text{ ML})$ und die normierte Remanenz der MOKE-Messungen $M_{rem}(d_{Fe}) / M_{rem}(4 \text{ ML})$ gegenüber der Filmdicke d_{Fe} auf, wie in Abb. 4.21 geschehen, so ergibt sich für beide Meßmethoden eine kritische Fe-Schichtdicke für das Einsetzen von Ferromagnetismus von etwa $d_C = (2.6 \pm 0.5) \text{ ML}$. Dies ist ein Beweis dafür, dass es sich bei dem Perkolationübergang *nicht* um ein zeitabhängiges dynamische Einfrieren von magnetischen Clustern handelt, sondern um einen Phasenübergang.

4.2.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel 4.2 wurde die Struktur sowie das magnetische Verhalten ultradünner Fe-Schichten auf GaAs(001)-Oberflächen untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass das epitaktische Wachstum von Fe auf (4×6) -rekonstruierten GaAs-Oberflächen bei $T_S = RT$ gelungen ist. Ausgehend von kleinen Fe-Bedeckungen treten ab einer kritischen Dicke von ca. 2.5 ML Fe-RHEED-Beugungsreflexe auf, die für epitaktisches bcc-Fe charakteristisch sind. Unterhalb 2 ML sind keine RHEED-Reflexe des Fe erkennbar, so dass unterhalb dieser Schichtdicke Fe vermutlich amorph oder stark ungeordnet aufwächst.

Dafür könnte die erhebliche Fehlanpassung zwischen dem bcc-Fe-Gitter und der rekonstruierten GaAs(001)-Oberfläche verantwortlich sein. Erst oberhalb einer Schichtdicke zwischen 3.6 und 4 ML sind im RHEED-Bild keine GaAs-Substrat-Reflexe mehr erkennbar. Daher existiert erst ab dieser Bedeckung eine geschlossene Fe-Schicht.

Mittels CEMS wurde das Einsetzen des Ferromagnetismus für Pt-bedecktes Fe auf GaAs(001) als Funktion der Fe-Bedeckung bei RT untersucht. Es konnte eine kritische Schichtdicke von $d_C = (2.60 \pm 0.5)$ ML bestimmt werden, in guter Übereinstimmung mit den MOKE-Resultaten. Außerdem wurde mit Hilfe von T-abhängigen CEMS-Messungen für eine Pt-abgedeckte Probe mit einer Fe-Schichtdicke von 2.5 ML eine Curietemperatur von $T_C = 280$ K ermittelt. Überraschenderweise lässt sich bei dieser Probe der T-Verlauf des mittleren magnetischen Hyperfeinfeldes $\langle B_{hf} \rangle$ über einen großen Temperaturbereich gut mit Hilfe eines $(1-T/T_C)^\beta$ -Gesetzes und eines ‘effektiven’ Exponenten β anpassen. Das Ergebnis ($\beta = 0.26$) deutet auf Quasi-2D-Ferromagnetismus der Pt-bedeckten Probe hin. Oberhalb T_C wurde mittels CEMS im externen Feld eine starke Antwort beobachtet, was mit dem Blockieren fluktuierender Spin-Cluster durch das Feld erklärbar ist. Im Gegensatz dazu zeigen nicht mit Pt-bedeckte 1.9 ML dicke ‘freie’ Fe-Filme im UHV eine T-Abhängigkeit des Hyperfeinfeldes, die typisch für superparamagnetische Relaxation ist. Die Pt-Deckschicht induziert eine magnetische Kopplung zwischen den magnetischen Momenten der Fe-Inseln und führt offenbar zu ferromagnetischem Quasi-2D-Verhalten.

4.3 Fe/Tb-Vielfachschichten mit senkrechter magnetischer Anisotropie auf ferromagnetischen Fe-Kontakten für die Spininjektion in GaAs(001)-basierenden LEDs

Die elektrische Spininjektion von einer magnetischen Schicht in einen Halbleiter ist Thema der aktuellen Forschung [7, 11, 15, 16, 160, 161], da sie eine Grundvoraussetzung für spätere spinelektronische Bauelemente ist. Die Spininjektion wird häufig optisch nachgewiesen. Dabei wird die Elektrolumineszenz einer Ferromagnet-LED-Hybridstruktur beobachtet und das in Schicht-Normalenrichtung (Quantisierungsrichtung) emittierte zirkular polarisierte Licht untersucht, welches Aufschluss über die elektronische Spinpolarisation in der aktiven Schicht der LED gibt. So konnte bei RT bereits Spininjektion von Fe-Kontakten in eine GaAs(001)-basierende LED nachgewiesen werden [15]. Der Nachteil bei diesen bisherigen Experimenten ist die Notwendigkeit eines starken äußeren Magnetfeldes in der Größe von etwa 2 T, welches die Filmmagnetisierung parallel zur Filmmormalen (Quantisierungsachse) ausrichtet. Für spätere Anwendungen wäre ein so hohes Feld inakzeptabel. Man benötigt bisher solche starken Felder, um eine senkrechte Magnetisierung der Fe-Kontakte zu erzielen, welche normalerweise auf Grund der Formanisotropie in der Ebene liegt. Nur so kann ein eindeutiger optischer Nachweis der Spininjektion in der Faraday Geometrie erbracht werden. Daher ist es wünschenswert, magnetische Kontakte auf Halbleitern zu erzeugen, welche eine spontane *senkrechte* Magnetisierung aufweisen und somit einen optischen Nachweis der Spininjektion in Remanenz erlauben.

In dieser Arbeit wird über einen Fe-Kontakt auf einer GaInAs(001)-LED berichtet, der durch eine darauf aufgedampfte Fe/Tb-Vielfachschicht eine starke senkrechte Magnetisierungskomponente in Remanenz direkt an der Grenzfläche zur LED übertragen bekam. Genau an dieser Probe wurde von Gerhardt et al. [162, 163] elektrische Spininjektion optisch in einem Temperaturbereich von 90 K bis 260 K nachgewiesen. Der maximale Grad der

zirkularen Polarisation betrug 0.75 % bei 90 K in Remanenz.

4.3.1 Strukturelle und magnetische Eigenschaften von Fe/Tb-Vielfachschichten

In vielen Schichtsystemen und Legierungen von amorphen Selten-Erd-Metallen und Übergangsmetallen wurde eine signifikante senkrechte magnetische Anisotropie beobachtet. Erstmals gezeigt wurde dies von Chaudhari et al. 1973. Sie untersuchten amorphe $\text{Gd}_{1-x}\text{Co}_x$ und $\text{Gd}_{1-x}\text{Fe}_x$ Filme mit einer senkrechten magnetischen Anisotropie [164]. Die Intention dieser Schichten lag damals in der Anwendung als magnetooptische Datenspeicher. Die hier zur Anwendung kommenden Fe/Tb-Vielfachschichten wurden ebenfalls intensiv untersucht [165–186]. Diese darin enthaltenen Fe-Schichten zeigen schichtdickenabhängige strukturelle Phasenübergänge vom amorphen in den kristallinen bcc-Fe Zustand. Außerdem weisen sie eine starke senkrechte Anisotropie auf, verbunden mit ferrimagnetischem Verhalten. Dies führt zu temperaturabhängigen Spinreorientierungsübergängen von senkrechter zu planarer Magnetisierung.

Terbium ist ein Seltenerdmetall und liegt bei RT in der hexagonal dichtesten Kugelpackung (hcp) vor. Sein magnetisches Verhalten wird durch seine gut abgeschirmten 4f-Elektronen bestimmt. Bei 0 K liegt ein hohes magnetisches Moment von $9.34 \mu_B$ vor. Tb ist unterhalb $T_C = 219.6$ K ferromagnetisch, wobei alle magnetischen Momente parallel entlang der hexagonalen Basisfläche liegen. Im Temperaturbereich zwischen T_C und der Néel-Temperatur $T_N = 230.2$ K gibt es einen antiferromagnetischen Zustand mit helimagnetischer Struktur. Auch hier sind die Momente in der hexagonalen Basisebene parallel ausgerichtet, aber entlang der c-Achse sind die Momente um einen temperaturabhängigen Winkel gedreht. Oberhalb T_N ist Tb paramagnetisch.

Die magnetische Wechselwirkung von Fe und Tb erfolgt zwischen den 3d-Elektronen des Fe und den 4f-Elektronen des Tb über Leitungselektronen. Für Tb und Fe besteht eine antiferromagnetische Kopplung [187]. Diese Kopplung führt in amorphen Fe-Tb-Legierungen zu ferrimagnetischem Verhalten, da die beiden magnetischen Untergitter unterschiedliche magnetische

Momente besitzen. Da das magnetische Moment des Tb stärker von der Temperatur abhängt als das des Fe, kann es bei einer bestimmten Temperatur dazu kommen, dass sich die Momente gerade kompensieren. Die Ursache für die senkrechte magnetische Anisotropie in Fe/Tb-Vielfachschichten ist immer noch nicht eindeutig geklärt. Bei dickeren individuellen Fe-Schichtdicken, die auch hier vorgestellt werden, scheint die Einionenanisotropie eine entscheidene Rolle für die magnetische senkrechte Anisotropie zu spielen. An der Fe/Tb-Grenzfläche bildet sich eine amorphe konzentrationsmodulierte $\text{Fe}_{1-x}\text{Tb}_x$ -Legierungsschicht als Träger der senkrechten Anisotropie aus. Neben dieser Legierungsschicht sind aber noch reine Fe- bzw. Tb-Anteile des Films vorhanden, die auf Grund der Formanisotropie eine in der Ebene liegende Magnetisierung bevorzugen. Der auf Grund der Einionenanisotropie bevorzugt senkrecht magnetisierte amorphe Grenzflächenanteil wechselwirkt mit den reinen Schichtanteilen [171–173] und induziert auch dort eine senkrechte Magnetisierungskomponente.

4.3.2 Experimentelle Durchführung und Probencharakterisierung

Für die optische Detektion der Spininjektion ist es günstig, Fe-Schichten mit senkrechter Magnetisierung auf der Halbleiteroberfläche abzuscheiden. Deshalb werden hier Proben vorgestellt, bei denen Fe/Tb-Vielfachschichten auf Fe(001)/GaInAs-LEDs bei $T_S = 300$ K aufgedampft wurden. Die benutzen LED-Strukturen und die Vorbereitungen für die MBE-Präparation sind in Kapitel 2.4.2 beschrieben worden. Auf diese saubere As-terminierte Oberfläche wurde unverzüglich eine 26 Å dicke epitaktische Fe(001)-Schicht bei RT aufgewachsen. Das RHEED-Bild in Abb. 4.22 der 26 Å dicken Fe-Schicht, ebenso das LEED-Bild in Abb. 4.23 dieser Schicht, zeigen, dass es sich um epitaktische Wachstum handelt. Schematisch ist der Probenaufbau in Abb. 4.24 sichtbar. In Abb. 4.24 ist erkennbar, dass es sich bei den ersten 5 ML der Fe(001)-Schicht um 95.5% angereichertes ^{57}Fe handelt, welches mössbauerspektroskopische Untersuchungen der Grenzfläche ermöglicht. Diese Untersuchung ist von besonderer Bedeutung, da die Spininjektion stark von



Abbildung 4.22: RHEED-Bild der 26 Å dicken epitaktischen Fe(001)-Schicht auf der sauberen (001)-Oberfläche der GaAlAs-LED (Energie 15 keV, 30 μ A).

den magnetischen und strukturellen Eigenschaften der Grenzfläche abhängt. Magnetische ‘tote Schichten’ und strukturelle Unordnung sind hinderlich für die Spininjektion. ^{nat}Fe und ^{57}Fe wurden aus computergesteuerten Knudsenzellen verdampft mit einer Rate von 0.03 Å/s und bei einem Druck von $< 2 \cdot 10^{-9}$ mbar. Im Anschluss an den epitaktischen Fe(001)-Film wurde die $[\text{Tb}(14 \text{ Å})/\text{Fe}(26 \text{ Å})]_{10}$ -Vielfachschicht ebenfalls bei RT aufgewachsen, bestehend aus je zehn sich abwechselnden 14 Å dicken Tb-Schichten und 26 Å dicken Fe-Schichten. Begonnen wurde mit einer Tb-Schicht. Auch hier lag die Wachstumsrate bei 0.03 Å/s für beide Elemente.

Das Wachstum fand bei RT statt und der Druck war stets besser als $2 \cdot 10^{-9}$ mbar. Tb wurde mittels eines Elektronenstrahlverdampfers aufgebracht. Beide Depositionsraten wurden von zwei unabhängigen kalibrierten Schwingquarzkristallen kontrolliert. Die Reinheit der verwendeten Elemente lag für Tb bei 99.99 at.%, bei 99.9985 at.% für ^{nat}Fe und bei 99.95 at.% für ^{57}Fe . Abschließend wurde die Schicht mit einer Cr-Deckschicht von 50 Å Dicke versehen, um Oxidation zu verhindern. Anhand des verschwindenden RHEED-Bildes konnte man erkennen, dass die Vielfachschicht ab der ersten Tb-Schicht polykristallin aufwuchs.

Nach der Präparation wurden an der Probe Kleinwinkel-Röntgenbeugungsmessungen durchgeführt. Das Diagramm ist in Abb. 4.25 dargestellt

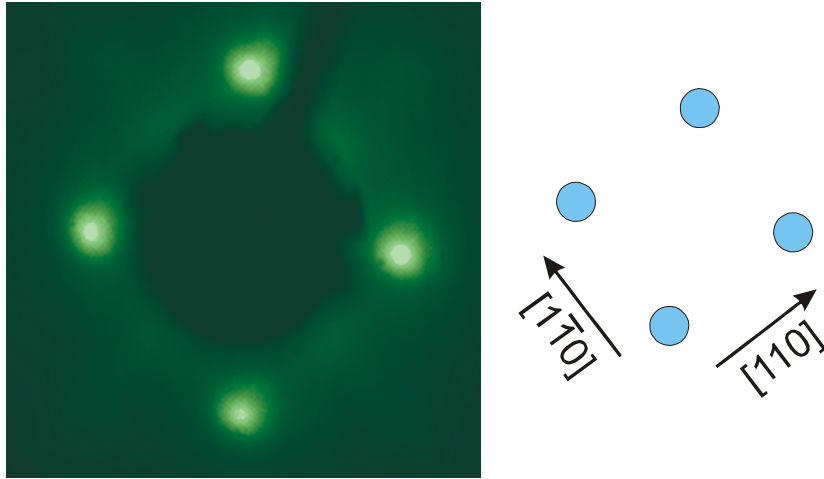


Abbildung 4.23: LEED-Bild der 26 Å dicken epitaktischen Fe(001)-Schicht auf GaAlAs-LED, gemessen bei einer Energie von 116 eV. Rechts: schematisches LEED-Bild der Fe(001)-Oberfläche.

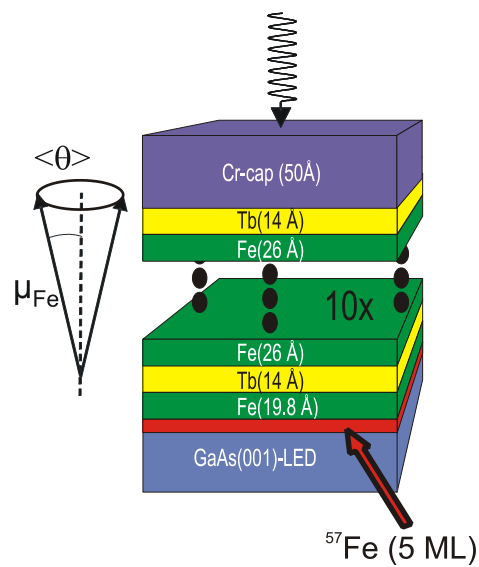


Abbildung 4.24: Schematische Darstellung zum Aufbau der Probe für die Spininjektion.

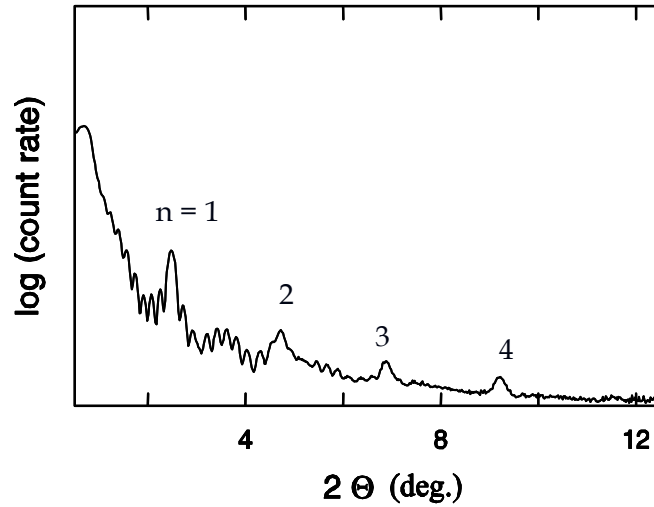


Abbildung 4.25: Kleinwinkel-Röntgenbeugungs-Diagramm einer $[\text{Tb}(14\text{\AA})/\text{Fe}(26\text{\AA})]_{10}$ -Vielfachschicht, gewachsen auf einer GaInAs(001)-LED mit epitaktischem Fe(001)-Kontakt. Die Zahlen geben die Ordnung der Überstrukturpeaks an (CuK_α -Linie).

und zeigt vier Peaks, welche die Überstruktur der Fe/Tb-Vielfachschicht widerspiegelt. Aus den Peaklagen lässt sich ein Wert von 38 \AA der Überstrukturperiode ermitteln, welcher gut mit dem nominellen Wert von 40 \AA übereinstimmt. Es kann also von einer guten Periodizität, guten Schichtqualität und relativ scharfen Grenzflächen ausgegangen werden. Die kurzen Oszillationen in Abb. 4.25 sind durch die gesamte Schichtdicke hervorgerufen und zeigen, dass der gesamte Film glatt ist.

Die lokalen magnetischen Eigenschaften der 5 ML dicken epitaktischen ^{57}Fe -Sondenschicht an der LED-Grenzfläche wurden mittels ^{57}Fe -CEMS-Messungen bestimmt. Der größere Teil (56 %) des Messsignals stammt von dieser ^{57}Fe -Sondenschicht, die restlichen 44 % stammen vom ^{nat}Fe mit 2.2 % Isotopenanteil der Vielfachschicht. Während der Messung fiel der γ -Strahl senkrecht auf die Probenoberfläche. In dieser Geometrie konnte der mittlere Verkipfungswinkel $\langle\theta\rangle$ des magnetischen Fe-Momentes bestimmt werden.

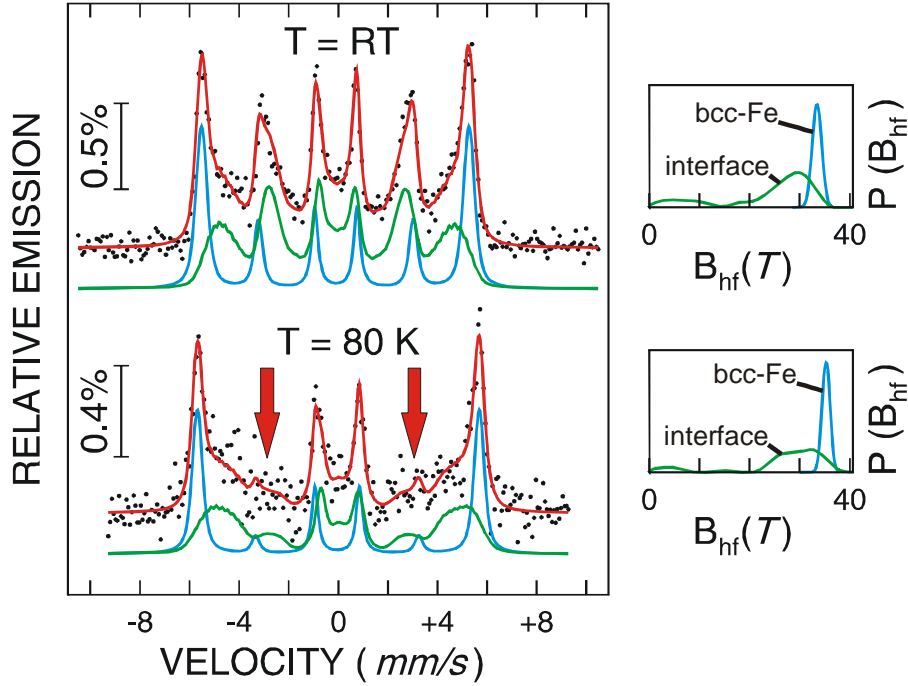


Abbildung 4.26: CEM-Spektren der 5 ML dicken ^{57}Fe -Sondenschicht direkt an der Grenzfläche zur GaAs-LED der Probe $\text{Cr}(50 \text{ \AA})/[\text{Fe}(26 \text{ \AA})/\text{Tb}(14 \text{ \AA})]_{10}/^{nat}\text{Fe}(18.8 \text{ \AA})/^{57}\text{Fe}(001)(5 \text{ ML})/\text{GaAs}(001)\text{-LED}$. Die Spektren wurden bei RT und bei 80 K gemessen. Rechts: zugehörige Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$.

4.3.3 Grenzflächenmagnetismus mittels ^{57}Fe -CEMS

In Abbildung 4.26 sind CEM-Spektren bei RT und bei 80 K der in Abb. 4.24 schematisch dargestellten Probe gezeigt. Beide Spektren sind mit einer schmalen gaußförmigen Verteilung für das kristalline bcc-Fe sowie mit einer breiten Verteilung $P(B_{hf})$ für die Grenzfläche angepasst. Die breite Verteilung spiegelt die vielen unterschiedlichen lokalen Umgebungen der Fe-Atome wieder, die sich an der Grenzfläche zur GaInAs-LED befinden. Die aus den Anpassungen erhaltenen Mössbauerdaten sind in Tab. 4.4 zusammengefasst.

Aus den CEM-Spektren kann Information für den mittleren Verkipplungswinkel der magnetischen Fe Momente $\langle\theta\rangle$ in Bezug auf den einfallenden γ -Strahl gewonnen werden. $\langle\theta\rangle$ gibt also den Winkel relativ zur Oberflä-

Tabelle 4.4: Mössbauerparameter bei RT bzw. 80 K der 5 ML dicken ^{57}Fe -Sondenschicht an der Grenzfläche Fe/GaInAs-LED für den spektralen bcc-Fe-Anteil und den Grenzflächenanteil (Verteilung). Peak B_{hf} = Hyperfeinfeld im Peak der Verteilung; $\langle B_{hf} \rangle$ = mittleres Hyperfeinfeld; $\langle \delta \rangle$ = mittlere Isomeriever-schiebung (relativ zu $\alpha\text{-Fe}$ bei RT); $I_{2(5)}/I_{3(4)}$ = Linienintensi-tätsverhältnis (* fester Parameter); $\langle \theta \rangle$ = mittlerer Fe-Spin-Verkipfungswinkel (relativ zur Filmnormalen) (* fester Para-meter); spektrale Fläche = relativer spektraler Flächenanteil.

	T = RT		T = 80 K	
	bcc-Fe (blau)	Verteilung (grün)	bcc-Fe (blau)	Verteilung (grün)
Peak B_{hf} (T)	33.5 ± 0.1	29.4	35.3 ± 0.4	32.2
$\langle B_{hf} \rangle$ (T)	33.5 ± 0.1	23.8 ± 0.3	35.3 ± 0.4	26.8 ± 1.0
$\langle \delta \rangle$ (mm/s)	0.00 ± 0.01	0.04 ± 0.05	0.08 ± 0.02	0.16 ± 0.04
$I_{2(5)}/I_{3(4)}$	1.0 ± 0.1	2.8 ± 0.2	0.3 ± 0.2	0.7 ± 0.3
$\langle \theta \rangle$ (deg)	39 ± 2	66 ± 4	22 ± 9	33 ± 8
spektrale Fläche (%)	37	63	44	56

chennormalen an. Die Größe $\langle \cos^2 \theta \rangle$ kann aus den gemessenen Verhältnissen $x = I_{2(5)}/I_{3(4)}$ der integrierten Flächen der Linien zwei zu drei bzw. fünf zu vier mit $\langle \cos^2 \theta \rangle = (4 - x)/(4 + x)$ oder $\langle \theta \rangle = \arccos \sqrt{(4 - x)/(4 + x)}$ berechnet werden. Wie aus Tab. 4.4 ersichtlich, erhält man sowohl für die bcc-Fe Phase mit 39° als auch für die Grenzflächenphase mit 66° eine deutliche senkrechte Fe-Spinkomponente bei RT. Diese senkrechte Spinkomponente wird bei 80 K noch größer mit einem $\langle \theta \rangle$ -Wert von 22° für die bcc-Fe Phase und 33° für die Grenzflächenphase. Da das Mössbauersignal zu 56 % von der 5 ML dicken Sondenschicht stammt und die restlichen 44 % von der Fe/Tb-Vielfachschicht, ist der oben genannte (integral über die gesamte Probe gemessene) Verkippungswinkel nicht gleichzusetzen mit dem der 5 ML-Sondenschicht. Es kann aber eine obere Grenze für den Winkel $\langle \theta \rangle$ der Sondenschicht angegeben werden unter Zuhilfenahme einer Referenzprobe, welche vom Aufbau identisch ist mit der hier untersuchten, jedoch mit angereichertem ^{57}Fe in allen Fe-Schichten, also auch in der Fe/Tb-Vielfachschicht. Der mittlere Verkippungswinkel $\langle \theta \rangle_{\text{Fe/Tb}}$ der polykristallinen ^{57}Fe -Schichten in dieser Fe/Tb-Vielfachschicht wurde bei RT zu $\langle \theta \rangle_{\text{Fe/Tb}} = 32^\circ$ gemessen, und bei 80 K ergab sich ein Wert von $\langle \theta \rangle_{\text{Fe/Tb}} = 24^\circ$. Mit Hilfe der Relation $\langle \theta \rangle = 0.56 \cdot \langle \theta \rangle_{\text{Fe}} + 0.44 \cdot \langle \theta \rangle_{\text{Tb/Fe}}$ erhält man dann für den Verkippungswinkel der ^{57}Fe -Sondenschicht an der Halbleitergrenzfläche einen Wert von $\langle \theta \rangle_{\text{Fe}} = 45^\circ$ bei RT bzw. $\langle \theta \rangle_{\text{Fe}} = 21^\circ$ bei 80 K. Daraus kann man schließen, dass sowohl bei RT als auch bei 80 K eine starke senkrechte Komponente der Fe-Momente an der Fe-Halbleiter-Grenzfläche vorliegt.

Wichtig ist außerdem, dass anhand der Spektren in Abb. 4.26 und anhand der relativ großen mittleren Hyperfeinfeldwerte $\langle B_{hf} \rangle$ der Grenzflächenphase (23.8 T bei RT bzw. 26.8 T bei 80 K, Tab. 4.4) sichergestellt werden kann, dass es keine ‘magnetisch toten’ Schichten an der Grenze zum Halbleiter gibt, welche außerdem auch durch einen Peak nahe $B_{hf} = 0$ T in der magnetischen Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$ erkennbar gewesen wären. Ein derartiger Peak ist in Abb. 4.26 nicht zu erkennen.

Zusammenfassend kann man über die Fe/Halbleiter-Grenzflächenzone sagen, dass

- die Fe-Spintextur eine starke senkrechte Spinkomponente besitzt, die durch Kopplung mit der senkrechten Magnetisierung der Fe/Tb-Schicht induziert wird und mit fallender Temperatur zunimmt;
- die beobachteten relativ großen magnetischen Hyperfeinfelder auf große mittlere Fe-Momente von etwa $\langle \mu_{Fe} \rangle \approx 1.6 \mu_B$ (bei RT) bzw. $\approx 1.8 \mu_B$ (bei 80 K) schließen lassen (Konversionsfaktor 15 T/ μ_B);
- beide Eigenschaften günstige Voraussetzungen für die effektive Spininjektion in Fe/GaAs-LEDs und ihren optischen Nachweis bieten [162, 163].

Kapitel 5

MgO-Tunnelbarrieren auf GaAs(001) und GaAlAs(001)-LED

Um eine effiziente Spininjektion von einem ferromagnetischen Kontakt in einen Halbleiter zu erreichen, gibt es neben der natürlichen Schottky-Barriere die Möglichkeit, die Leitfähigkeitsfehlanpassung durch eine Tunnelbarriere zu umgehen [188, 189]. In Magnetowiderstands-Bauelementen wurden lange Zeit Aluminiumoxid-Barrieren verwendet. Von diesen Ergebnissen ist bekannt, dass AlO_x geeignet ist, spinabhängiges Tunneln zu gewährleisten [190–192]. Daher wurden auch Spininjektionssysteme mit AlO_x -Barrieren untersucht, wie zum Beispiel von Motsnyi et al. [193]. Hier wurde an dem System $\text{CoFe}/\text{AlO}_x/(\text{Al,Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ eine Spininjektionspolarisation von 9 % bei 80 K gemessen. Jiang et al. [194] konnten unter der Verwendung epitaktischer MgO(001)-Tunnelbarrieren eine sehr hohe Spininjektionseffizienz von 52 % bei 100 K am System $\text{CoFe}/\text{MgO}/\text{GaAlAs}$ -LED erzielen. Dieses Ergebnis zeigt, dass epitaktische MgO-Tunnelbarrieren eine interessante Wahl für die Spininjektion in einen Halbleiter sind [195, 196]. In diesem Kapitel soll zunächst auf das Wachstum von MgO auf GaAs(001)-(4×6) und auf GaAlAs(001)-LED eingegangen. Ziel dabei war es, möglichst glatte epitaktische MgO(001)-Schichten auf diesen Substrate zu erhalten. Kontrolliert

wurde das Wachstum durch RHEED. Ex-situ wurden AFM- und Röntgen-Beugungs-Untersuchungen durchgeführt. Im weiteren Verlauf des Kapitels werden Proben mit Fe-Kontakten auf MgO-Tunnelbarrieren sowohl strukturell als auch magnetisch charakterisiert. Die strukturellen Untersuchungen erfolgten ebenfalls mit RHEED. Da für die Spininjektion die Grenzfläche der Fe-Kontakte mit der Tunnelbarriere von besonderer Bedeutung ist, wurde hier eine ^{57}Fe -Sondenschicht eingebracht und mittels CEMS untersucht. Bei den Fe-Kontakten handelt es sich einerseits um eine 50 Å dicke epitaktische Fe(001)-Schicht und zum anderen um eine 26 Å dicke epitaktische Fe(001)-Schicht, welche mit einer Fe/Tb-Vielfachschicht mit senkrechter Magnetisierung bedeckt ist.

5.1 Wachstum der MgO-Tunnelbarrieren auf GaAs(001) und GaAlAs(001)-LED

Die hier verwendeten Substrate sind GaAs(001) mit einer pseudo-(4×6)-Überstruktur oder eine GaAlAs(001)-LED mit einer (2×2)-Überstruktur. GaAs(001) wurde durch Heizen und Ar^+ Ionenstrahlätzen gereinigt, während die GaAlAs-LED durch Desorption einer As-Schutzschicht für das Wachstum vorbereitet wurde. Beide Prozesse sind in Kapitel 2.4.2 genauer beschrieben. Zum Bedampfen der Substrate mit MgO wurde ein Elektronenstrahlverdampfer mit einkristallinen Bruchstücken eines MgO-Substratstückes versehen. Die Stücke wurden in einem Graphittiegel in den Elektronenstrahlverdampfer eingesetzt. Die Schichtdicke wurde durch einen kalibrierten Schwingquarz kontrolliert. Auf die GaAs(001)-Substrate wurden 40 Å MgO bei unterschiedlichen Wachstumstemperaturen $T_S = \text{RT}, 100^\circ\text{C}$ und 200°C aufgewachsen. Der Druck in der UHV-Kammer lag bei diesen drei Proben stets unterhalb von $8 \cdot 10^{-9}$ mbar. Abb. 5.1 zeigt die RHEED-Reflexe nach dem Aufdampfen der 40 Å dicken MgO-Schicht auf GaAs(001). Für alle drei Proben ist die Intensität der Reflexe gering, nimmt aber mit steigender Wachstumstemperatur etwas zu. Die Reflexe sind außerdem sehr breit und deuten auf eine starke Verzerrung des Gitters hin, da die Gitterfehlانpassung zwischen

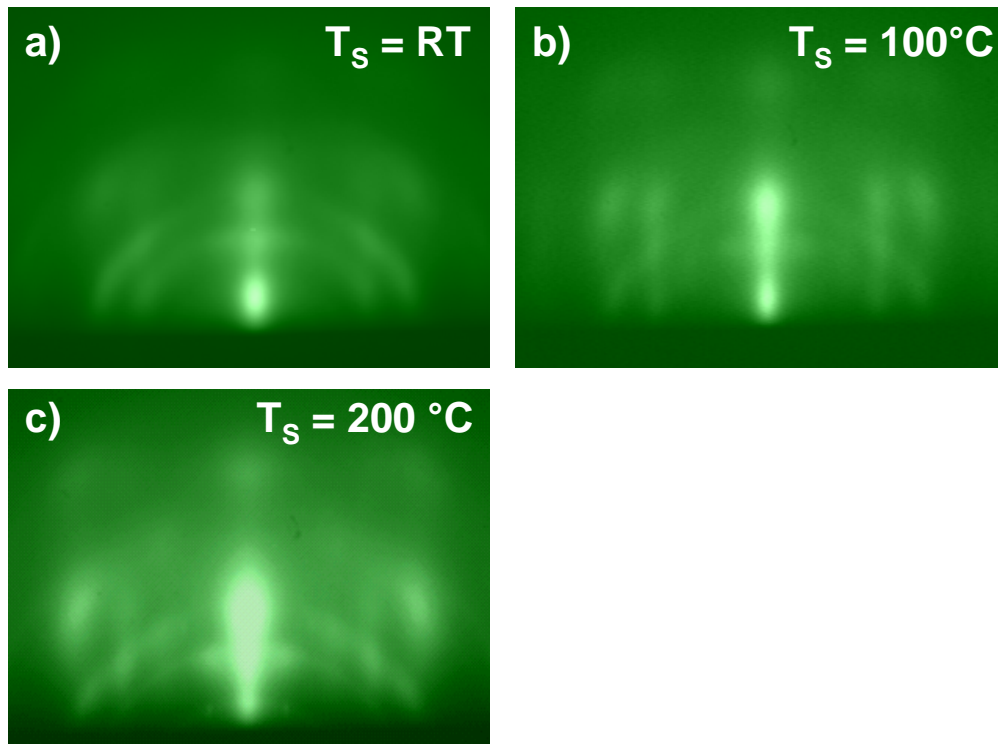


Abbildung 5.1: RHEED-Bilder einer 40 Å dicken MgO-Schicht, aufgewachsen auf GaAs(001)-(4×6) bei a) $T_S = \text{RT}$, b) $T_S = 100^\circ\text{C}$, c) $T_S = 200^\circ\text{C}$. Elektronenstrahl entlang [110], Energie 15 keV, 30 μA .

MgO und GaAs mit 25.5 % sehr groß ist. Neben den streifenförmigen Reflexen sind auch bei allen drei Wachstumstemperaturen Debye-Scherrer-Ringe zu sehen, so dass von einem gewissen polykristallinen Anteil (Ringe) plus einem epitaktischen MgO(001)-Anteil (Streifen) in der Probe ausgegangen werden kann. Nach dem Ausschleusen aus der UHV-Kammer wurden AFM-Aufnahmen dieser Proben gemacht, welche in Abb. 5.2 dargestellt sind. Das AFM-Bild der bei RT gewachsenen Probe (Abb. 5.2 (a)) zeigt einen Höhen-Skalenbereich von schwarz nach weiß im Bereich von 0 bis 40 nm. Man erkennt längliche Inseln mit einer mittleren Länge im Bereich von 200 nm. Die ermittelte Rauigkeit (RMS = root mean square) dieser Probe beträgt 61 Å. Diese MgO-Schicht wäre für eine Tunnelbarriere völlig ungeeignet, da ein starkes Inselwachstum vorliegt und so genannte ‘pinholes’ vorliegen. ‘Pinholes’ verursachen einen Kurzschluss (Ohmscher Kontakt) vom Spinausrichter zum Halbleiter, so dass der Injektionsstrom den Weg des geringsten Widerstandes wählt und durch die ‘pinholes’ fließt, statt zu tunneln. Die bei 100 °C gewachsene Probe (Abb. 5.2 (b)) besitzt Inseln mit einem Skalenbereich von 0 bis 7 nm Höhe, sie sind also schon deutlich flacher als die bei RT aufgedampfte MgO-Schicht. Auch sind die Inseln auf dieser Probe lateral kleiner (Abb. 5.2 (b)). Die mittlere Rauigkeit wurde zu 12 Å bestimmt. Die Probe mit einer Wachstumstemperatur von $T_S = 200$ °C ist mit einem Skalenbereich von 0 bis 25 nm Höhe abgebildet (Abb. 5.2 (c)). Hier nimmt die laterale Größe der Inseln und auch die mittlere Rauigkeit wieder zu (RMS = 36 Å). In der Literatur gibt es Hinweise darauf, dass durch gepulste Laserdeposition aufgebracht MgO als Schicht mit zu geringem Sauerstoffanteil entsteht [197]. Um diesem entgegenzuwirken wurden im Rahmen dieser Arbeit Proben präpariert, bei denen Sauerstoff während des Wachstums in die UHV-Kammer eingelassen wurde. Der Sauerstoffpartialdruck p_{O_2} lag während des Wachstums bei $1 \cdot 10^{-7}$ mbar und wurde mittels eines Feinreguliertventils eingestellt. Für diese Probenserie wurden 40 Å MgO auf GaAs(001)-(4×6) bei $T_S = RT$, 150 °C und 300 °C aufgewachsen. Eine weitere 30 Å dicke MgO-Schicht wurde bei $T_S = 300$ °C auf einer GaAlAs-LED abgeschieden. Die RHEED-Reflexe dieser mit hohem O_2 -Partialdruck präparierten Proben sind in Abb. 5.3 dargestellt. Alle Proben auf GaAs(001) zeigen epitaktisches Wachstum der MgO(001)-Schichten.

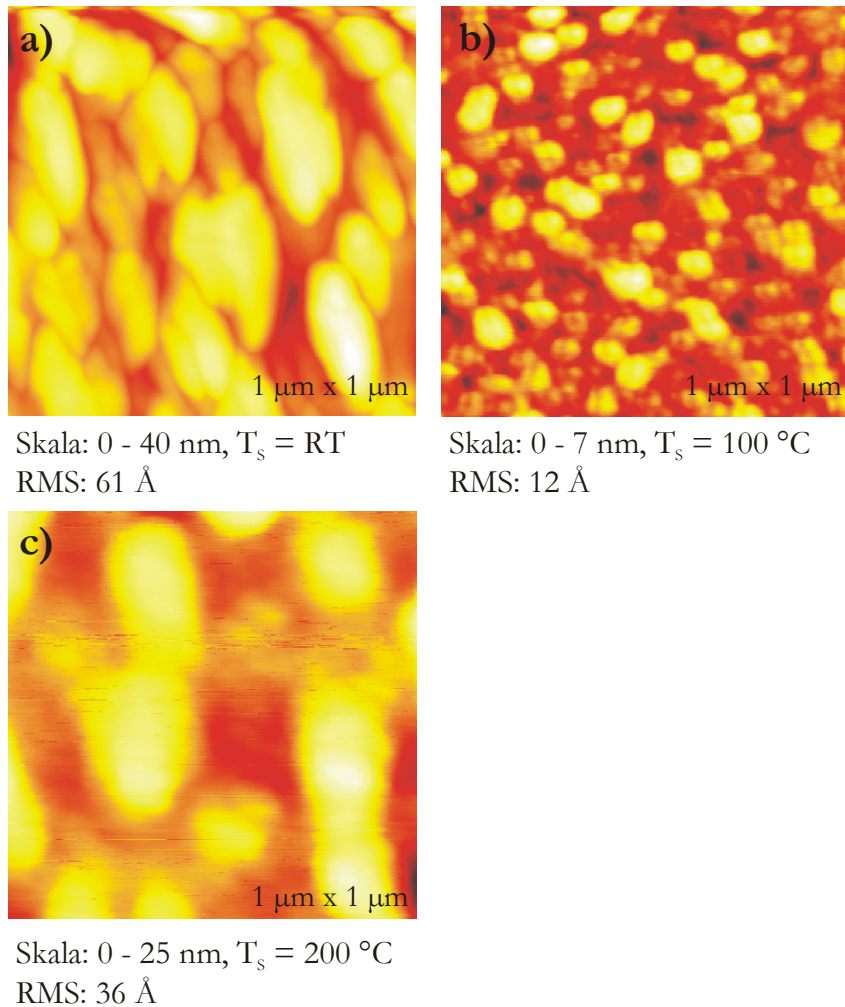


Abbildung 5.2: AFM-Bilder der Größe $1\text{ }\mu\text{m}$ x $1\text{ }\mu\text{m}$ einer $40\text{ }\text{\AA}$ dicken MgO-Schicht, gewachsen auf GaAs(001)-(4x6) bei a) $T_s = \text{RT}$, b) $T_s = 100\text{ }^\circ\text{C}$, c) $T_s = 200\text{ }^\circ\text{C}$. Die Skala gibt den jeweiligen Höhenbereich der Probe von schwarz bis weiß an. RMS ist die ermittelte Rauigkeit innerhalb von $1\text{ }\mu\text{m}^2$. (Man beachte die unterschiedliche Höhenskala in a), b) und c)).

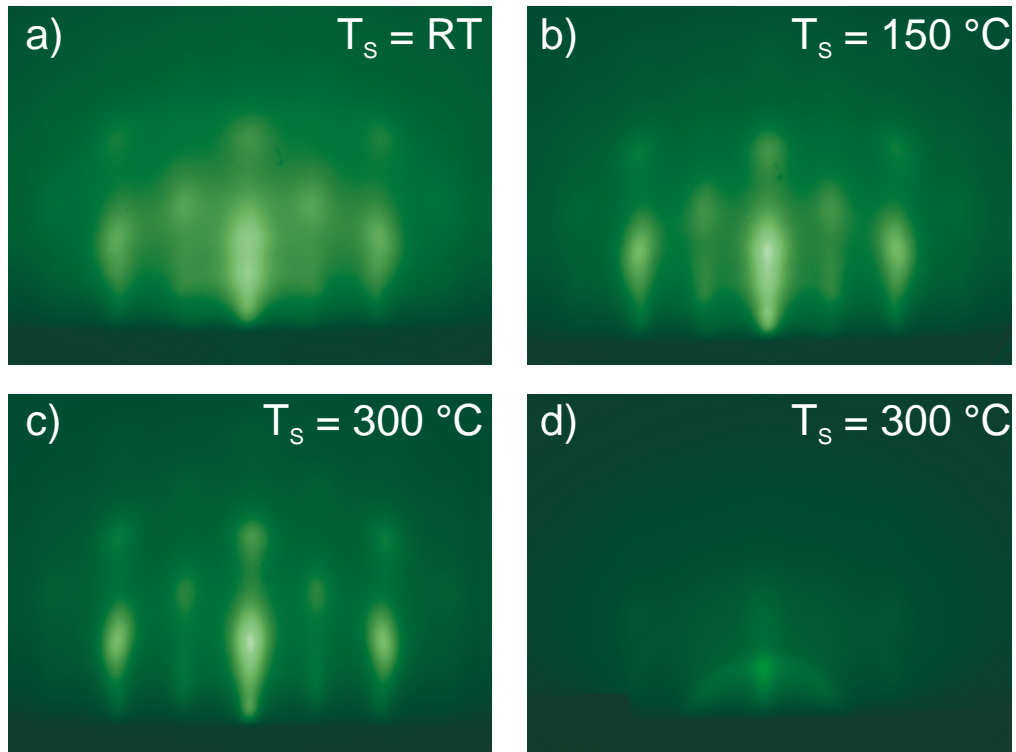


Abbildung 5.3: RHEED-Bilder einer 40 Å dicken MgO-Schicht, gewachsen unter einem O_2 -Partialdruck von $p_{O_2} = 1 \cdot 10^{-7}$ mbar auf GaAs(001)-(4×6) bei a) $T_S = RT$, b) $T_S = 150$ °C, c) $T_S = 300$ °C. Elektronenstrahl entlang $[1\bar{1}0]$. d) 30 Å MgO-Schicht, gewachsen auf As-terminierter GaAlAs(001)-LED unter $p_{O_2} = 1 \cdot 10^{-7}$ mbar bei 300 °C. Elektronenstrahl entlang $[110]$. Energie 15 keV, 30 μ A.

Die Orientierung der Schichten kann mit $\text{GaAs}(001)[001]||\text{MgO}(001)[001]$ angegeben werden. Die RHEED-Reflexe in den Abbildungen 5.3 (a) - (c) werden mit zunehmender Wachstumstemperatur schärfer, was auf eine immer glatter werdende Oberfläche schließen lässt. In Abb. 5.3 (d) ist das RHEED-Bild der 30 Å dicken MgO-Schicht auf der GaAlAs-LED zu sehen. Da die RHEED-Reflexe kaum erkennbar sind, handelt es sich hier überwiegend um polykristallines Wachstum mit nur einem geringen Anteil epitaktisch geordneter oder texturierter Struktur. Die Ursache für dieses andersartige Verhalten könnte in der As-terminierten Oberfläche der GaAlAs-LED zu finden sein. Die für die GaAs-Massivgitterkonstante berechnete Gitterfehlانpassung mit MgO von 25.5 % wird für die rekonstruierten Oberflächen nicht zutreffen. Möglicherweise ist die Gitterfehlانpassung für Ga-terminierte Oberflächen günstiger als für die As-terminierten. Die AFM-Bilder der auf GaAs unter O_2 -Partialdruck präparierten MgO-Schichten sind in Abb. 5.4 dargestellt. Für die bei RT gewachsene Probe liegt der Höhen-Skalenbereich zwischen 0 und 30 nm. Diese Schicht weist eine mittlere Rauigkeit RMS von 34 Å auf. Für die Proben, die oberhalb RT aufgedampft wurden, lässt die Rauigkeit RMS stark nach und liegt für $T_S = 150\text{ }^\circ\text{C}$ bei 6 Å und für $T_S = 300\text{ }^\circ\text{C}$ bei 7 Å, d. h. in einem sehr ähnlichen Bereich. Da die RHEED-Reflexe der bei 300 °C gewachsenen MgO-Schicht (Abb. 5.3 (c)) eine etwas gleichmäßigere MgO-Oberfläche anzeigen, scheint diese also am ehesten weitgehend ‘pinhole’-frei zu sein. Somit könnte sie als Tunnelbarriere dienlich sein. Aus diesem Grunde basieren die weiteren Proben, bestehend aus Fe-Kontakten und MgO-Tunnelbarrieren, auf dieser Wachstumsart ($T_S = 300\text{ }^\circ\text{C}$). Zur weiteren strukturellen Untersuchung wurden Weitwinkel-Röntgendiagramme der Proben, die unter O_2 -Partialdruck präpariert worden waren aufgezeichnet. Diese sind in Abb. 5.5 zu sehen. Die bei RT gewachsene Probe lässt keinen MgO(002)-Peak erkennen. Nur für die beiden Proben, welche oberhalb RT gewachsen wurden, ist bei 43 ° der MgO(002)-Peak vorhanden. Die aus der Breite des (002)-Peaks mit der Scherrer-Formel [siehe Gl. (2.1)] ermittelten MgO-Kristallitgrößen betragen 26 Å für $T_S = 150\text{ }^\circ\text{C}$ und 28 Å für $T_S = 300\text{ }^\circ\text{C}$. Ob es möglicherweise einen verkippten MgO-Anteil gibt, der sich durch einen (220)-Peak bemerkbar machen würden, kann leider nicht ermittelt wer-

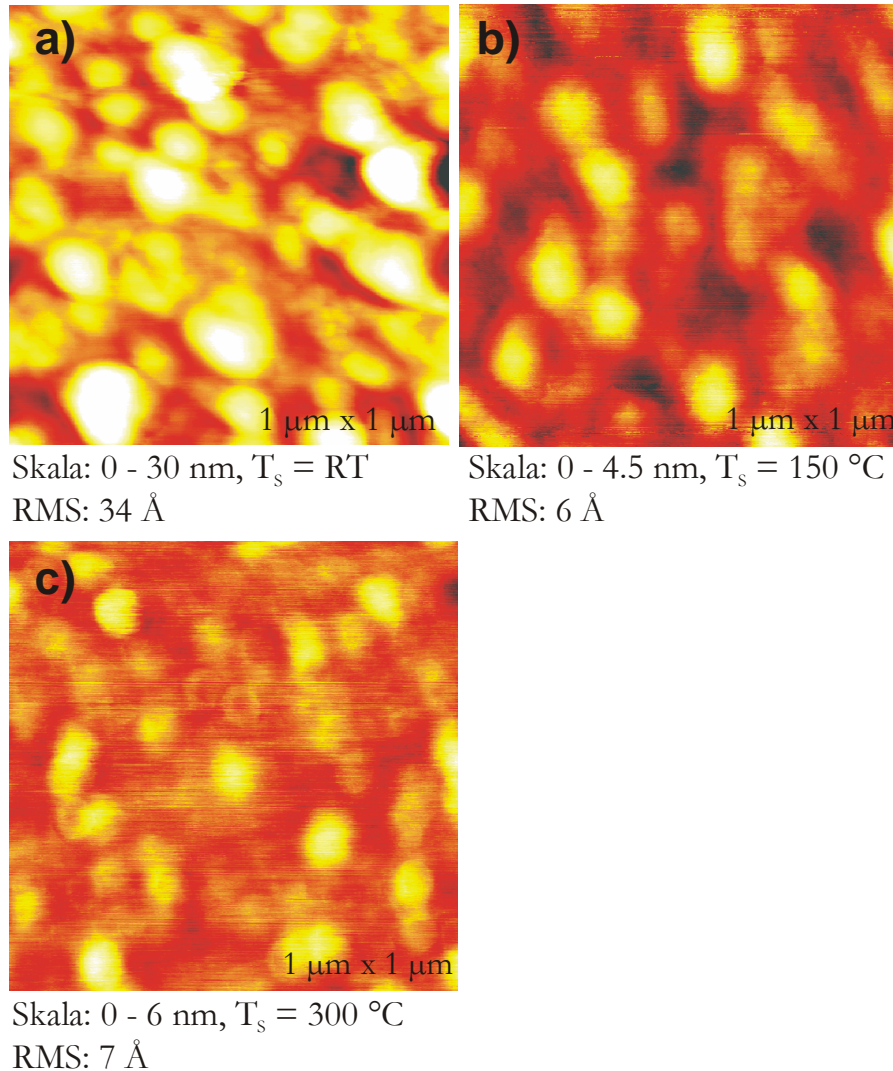


Abbildung 5.4: AFM-Bilder der Größe $1\text{ }\mu\text{m}$ x $1\text{ }\mu\text{m}$ einer $40\text{ }\text{\AA}$ dicken MgO-Schicht, gewachsen auf GaAs(001)-(4x6) unter einem O_2 -Partialdruck von $p_{\text{O}_2} = 1 \cdot 10^{-7}$ mbar bei a) $T_s = \text{RT}$, b) $T_s = 150\text{ }^\circ\text{C}$, c) $T_s = 300\text{ }^\circ\text{C}$. Die Skala gibt den Höhenbereich der Probe von weiß bis schwarz an. RMS ist die ermittelte Rauigkeit innerhalb von $1\text{ }\mu\text{m}^2$. (Man beachte die unterschiedliche Höhen-Skala in a), b) und c)).

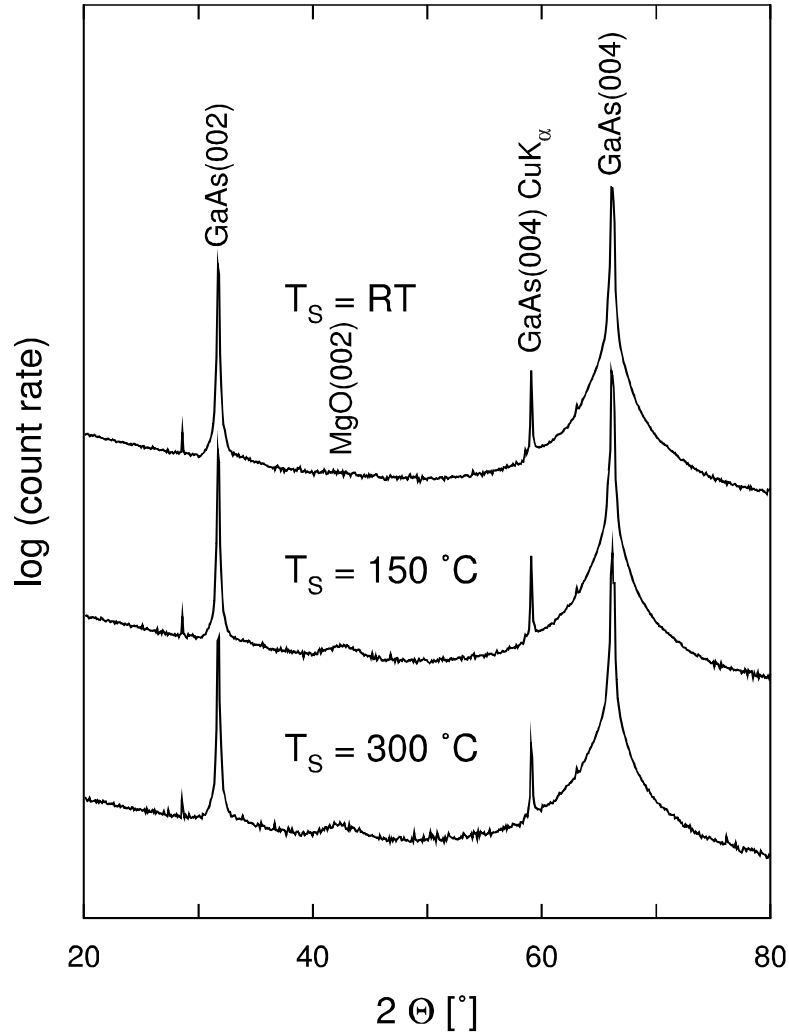


Abbildung 5.5: Röntgen-Beugungsdiagramme der 40 Å dicken MgO(001)-Schichten, gewachsen auf GaAs(001)-(4×6) bei einem O_2 -Partialdruck von $p_{\text{O}_2} = 1 \cdot 10^{-7}$ mbar bei Wachstumstemperaturen T_s von RT, 150 °C und 300 °C.

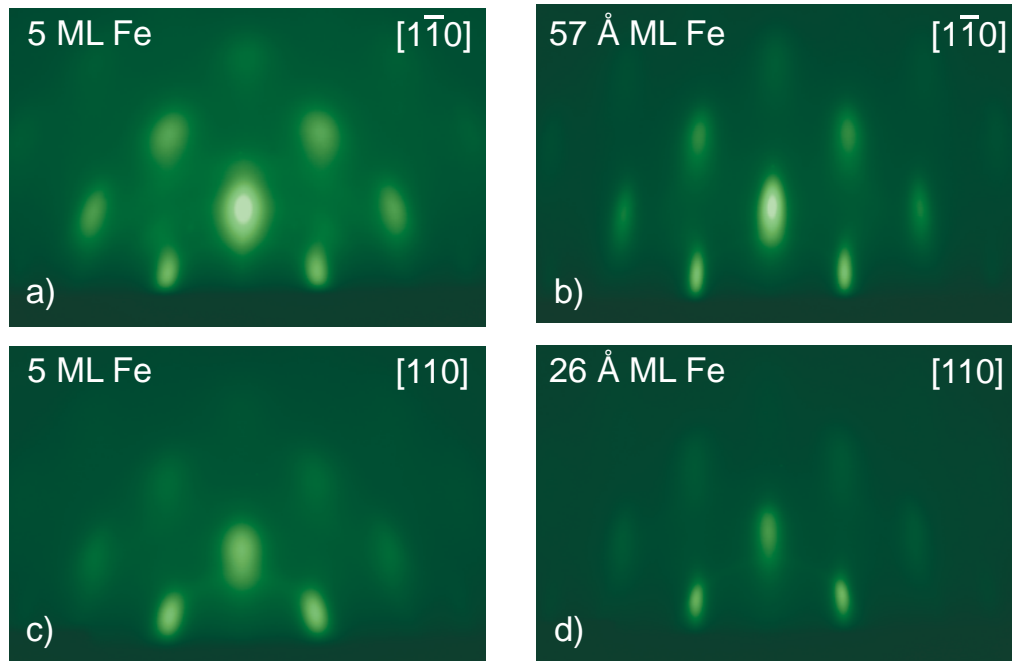


Abbildung 5.6: RHEED-Bilder von bei RT auf MgO/GaAs-(4×6) (a, b) bzw. auf MgO/GaAlAs-LED (c, d) gewachsenen Fe-Schichten: a) 5 ML ^{57}Fe , b) zusätzliche 50 Å $^{nat}\text{Fe}(001)$. c) 5 ML ^{57}Fe d) zusätzliche 18.8 Å $^{nat}\text{Fe}(001)$.

den, da dieser Peak bei 62° von der Flanke des starken GaAs(004)-Reflexes überdeckt wird.

5.2 Wachstum der Fe-Kontakte auf MgO/GaAs(001) und MgO/GaAlAs-LED

In diesem Abschnitt sollen die Eigenschaften von Fe-Kontakten auf der MgO(001)-Tunnelbarriere beschrieben werden. Die erste Probe ist auf GaAs(001)-(4×6) aufgewachsen, die zweite auf GaAlAs(001)-LED. Auf beiden Substraten wurde zunächst eine 30 Å dicke MgO-Schicht aufgebracht. Das Aufdampfen von MgO fand bei $T_S = 300^\circ\text{C}$ unter einem Sauerstoffpartialdruck von $1 \cdot 10^{-7}$ mbar statt. Die so präparierten Tunnelbarrieren wurden im vorherigen Kapitel 5.1 bereits genauer erläutert. Im Anschluss daran

wurden 5 ML ^{57}Fe (95 % Isotopenanreicherung) bei RT und einer Rate von 0.03 Å/s im UHV abgeschieden. Die RHEED-Bilder dieser ^{57}Fe -Schichten sind in Abb. 5.6 (a) und (c) dargestellt. Der epitaktische Fe-Kontakt wurde mit zusätzlichen 50 Å ^{nat}Fe (GaAs-Probe) bzw. 18.8 Å ^{nat}Fe (GaAlAs-LED) vervollständigt. Beide Fe-Kontakte zeigen zufrieden stellendes epitaktisches, inselförmiges (Volmer-Weber) Wachstum, begründet durch die niedrigere Oberflächenenergie des MgO im Verhältnis zum Fe [198, 199]. Die Orientierung der Schichten kann mit $\text{MgO}(001)[100]||\text{Fe}(001)[110]$ angegeben werden (45 °-Wachstum). Die Probe auf GaAs wurde mit einer 40 Å dicken Cr-Deckschicht abgeschlossen. Der Fe-Kontakt auf der GaAlAs-LED wurde mit einer Fe/Tb-Vielfachschicht bedeckt. Diese besteht aus 10 Schichtpaaren $[\text{Fe}(26 \text{ Å})/\text{Tb}(14 \text{ Å})]$ und wächst bei RT polykristallin auf dem Fe-Kontakt auf. Solche Fe/Tb-Vielfachschichten weisen bekanntlich eine senkrechte magnetische Anisotropie auf und sind bereits in Kapitel 4.3 erläutert worden. Ziel dieser Vielfachschicht ist es auch hier, der unteren Fe-Schicht an der Grenzfläche zum MgO eine senkrechte Spinkomponente zu verleihen, ebenso wie es für die Proben in Kapitel 4.3 an der Fe/GaAs-Grenzfläche der LED erfolgreich versucht wurde.

5.3 ^{57}Fe -CEMS Untersuchungen der Fe-MgO-Grenzschicht

Um die Grenzfläche zwischen Fe-Kontakt und MgO-Tunnelbarriere magnetisch zu charakterisieren, wurde dort eine 5 ML dicke ^{57}Fe -Sondenschicht eingebettet. Wo sich diese Sondenschicht befindet ist in den Abbildungen 5.7 und 5.8 (jeweils oben) für die beiden Proben schematisch dargestellt. An diesen Proben wurden bei RT CEMS-Messungen durchgeführt. Die gemessenen Spektren sind ebenfalls in den Abbildungen 5.7 und 5.8 zu sehen. Beide CEM-Spektren wurden mit einer relativ scharfen gaußförmigen Hyperfeinfeld-Verteilung für den kristallinen bcc-Fe-Anteil in der Probe sowie mit einer breiten magnetischen Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$ angepasst worden. Die schmale gaußförmige Verteilung lässt nur geringe Abweichungen

von der perfekt geordneten bcc-Fe Struktur zu. Die breite Verteilung $P(B_{hf})$ spiegelt viele unterschiedliche Umgebungen der Fe-Atome wieder; vorwiegend sind dies ^{57}Fe -Atome, die sich direkt oder in der Nähe an der Grenzfläche zum MgO befinden. Die aus den Anpassungen erhaltenen Mössbauerparameter sind in Tab. 5.1 zusammengestellt. Die Probe auf GaAs weist einen relativ hohen Anteil des kristallinen bcc-Fe-Spektrums von 81 % und einen relativ geringen spektralen Flächenanteil des Grenzflächenspektrums von 19 % auf. Dies lässt auf eine relativ scharfe Grenzfläche zwischen der MgO- und Fe-Schicht schließen. Die effektive Dicke der Interdiffusionszone kann mit 19 % von 5 ML ^{57}Fe zu 0.9 ML ^{57}Fe (ca. 1 ML) abgeschätzt werden. Für beide Unterspektren wurde eine Magnetisierung in der Ebene angenommen, also ein Linienintensitätsverhältnis von $I_2/I_3 = I_5/I_4 = 4.0$ für die Linien 2 und 3 bzw. 5 und 4 der Basis-Zeeman-Sextetts in den Verteilungen. Li und Freeman [200] beschreiben die MgO/Fe-Grenzfläche als ein nahezu wechselwirkungsfreies System. So gibt es nur einen sehr geringen Ladungstransfer vom Fe-Atom zum MgO von weniger also 0.05 Elektronen pro Atom. Dies wird auch von der hier gemessenen geringen Isomerieverschiebung von 0.12 mm/s (siehe Tab. 5.1) bestätigt. Außerdem kann damit auch das erhöhte magnetische Hyperfeinfeld der breiten Verteilung als Folge einer Symmetrieverringung an der Fe/MgO-Grenzfläche verstanden werden. Das CEM-Spektrum des mit Fe/Tb abgedeckten Fe-Kontaktes auf GaAlAs-LED ist in Abb. 5.8 zu sehen. Bei diesem Spektrum ist der Anteil des kristallinen bcc-Fe-Unterspektrums mit 68 % etwas geringer als bei der zuvor beschriebenen Probe mit GaAs-Substrat. Dies könnte mit dem schlechteren epitaktischen Wachstum der MgO-Schicht zusammenhängen. Diese ist möglicherweise etwas rauer und somit könnte sich das aufgedampfte Fe auch zwischen die entstandenen Inseln eingelagert haben. Das magnetische Hyperfeinfeld der breiten Verteilung (Grenzflächenanteil) ist für diese Probe mit einem Mittelwert von 23.6 T wesentlich geringer als für bcc-Fe (33.0 T). Der mittlere Verkippungswinkel für die ^{57}Fe -Sondenschicht dieser Probe an der Grenzfläche zum MgO weist auf Grund der Fe/Tb-Vielfachschicht eine deutliche senkrechte Komponente der Fe-Spintextur auf. Für das kristalline bcc-Fe Unterspektrum liegt der Winkel $\langle\theta\rangle$ bei 43 °, für die breite Ver-

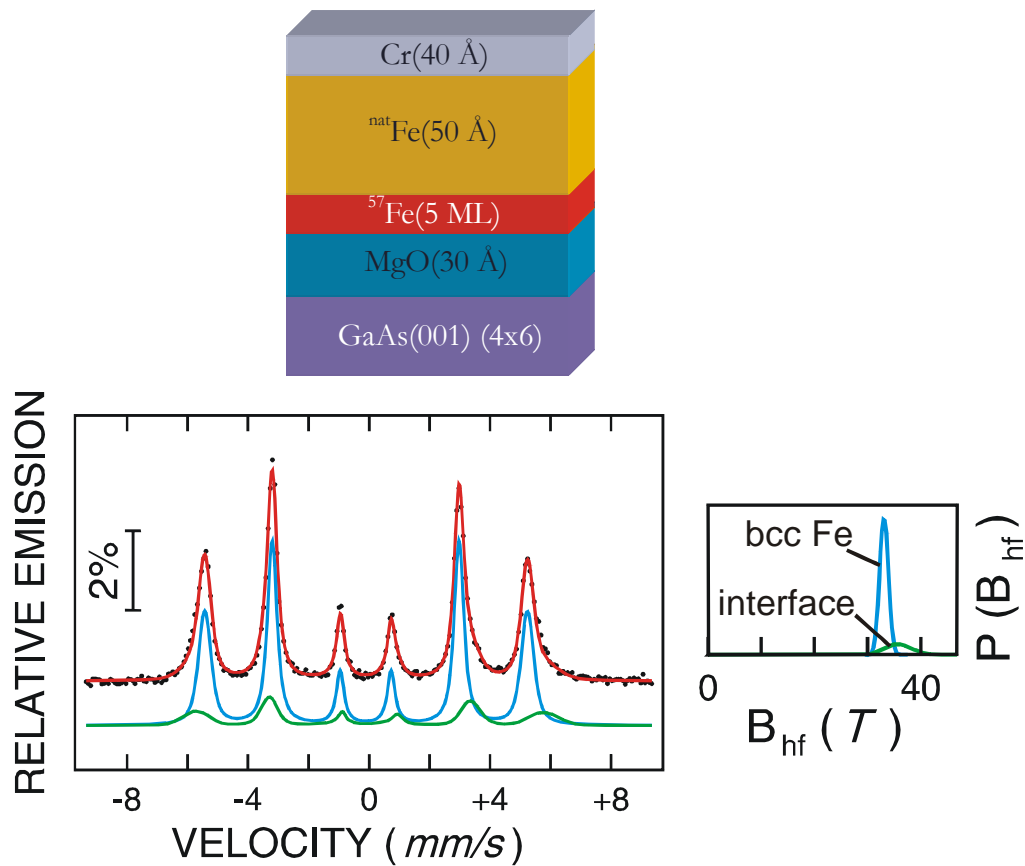


Abbildung 5.7: Bei RT gemessenes CEM-Spektrum einer 5 ML dicken ^{57}Fe -Sondenschicht der Probe Cr(40 Å)/ ^{nat}Fe (50 Å)/ ^{57}Fe (5 ML)/MgO(30 Å)/GaAs(001)-(4×6). Rechts: Angepasste zugehörige magnetische Hyperfeinfeldverteilungen mit scharfer gaußförmiger (bcc-Fe) und breiter $P(B_{hf})$ -Verteilung für die Fe/MgO(001)-Grenzflächenzone. Oben: Schematischer Probenaufbau.

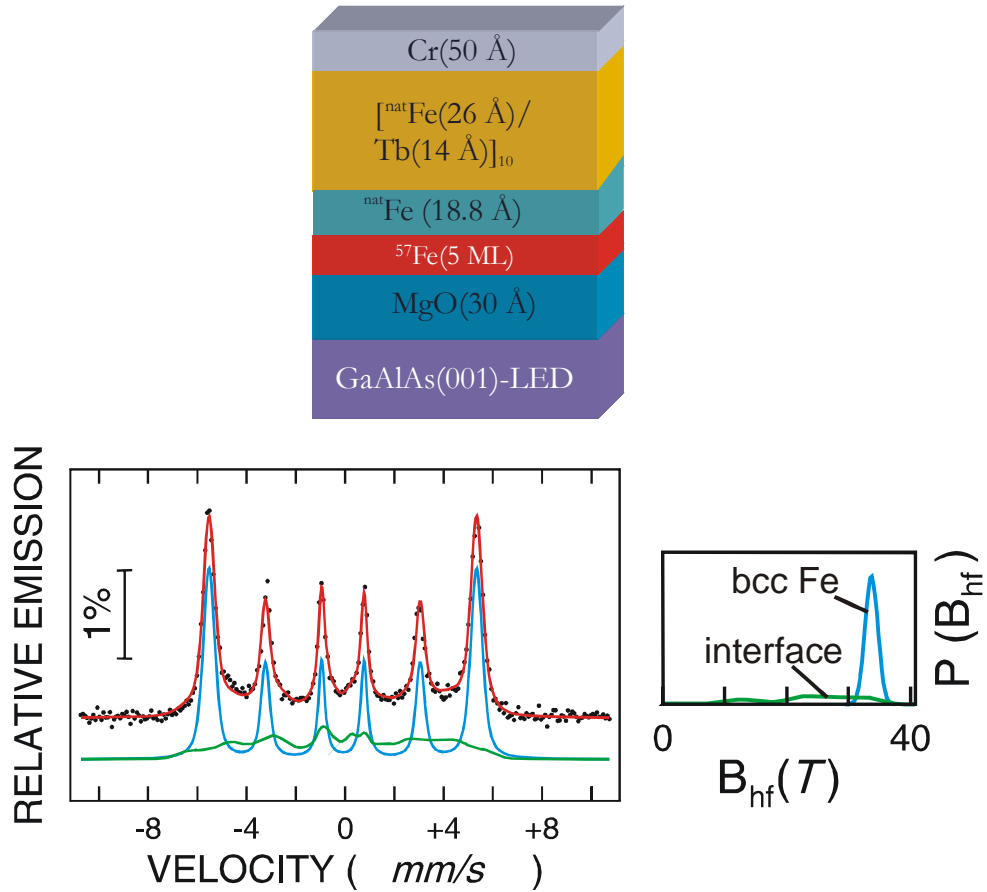


Abbildung 5.8: Bei RT gemessenes CEM-Spektrum einer 5 ML dicken ^{57}Fe -Sondenschicht der Probe Cr(40 Å)/ $[\text{natFe}(26 \text{ Å})/\text{Tb}(14 \text{ Å})]_{10}/^{57}\text{Fe}$ (5 ML)/MgO(30 Å)/GaAlAs(001)-LED. Rechts: Angepasste zugehörige magnetische Hyperfeinfeldverteilungen mit scharfer gaußförmiger Verteilung (für bcc-Fe) und breiter $P(B_{\text{hf}})$ -Verteilung für die Fe/MgO-Grenzflächenzone. Oben: Schematischer Probenaufbau.

Tabelle 5.1: Mössbauerparameter bei RT der 5 ML dicken ^{57}Fe -Sondenschicht an der Grenzfläche Fe/MgO auf GaAs-Substrat (links) bzw. Fe/MgO auf GaAlAs-LED-Substrat (rechts) für den spektralen bcc-Fe-Anteil und den jeweiligen Grenzflächenanteil. Peak B_{hf} = Hyperfeinfeld im Peak der Verteilung; $\langle B_{hf} \rangle$ = mittleres Hyperfeinfeld; $\langle \delta \rangle$ = mittlere Isomerieverschiebung (relativ zu $\alpha\text{-Fe}$ bei RT); $I_{2(5)}/I_{3(4)}$ = Linienintensitätsverhältnis (* fester Parameter); $\langle \theta \rangle$ = mittlerer Fe-Spin-Verkippungswinkel (relativ zur Filmmormalen) (* fester Parameter); spektrale Fläche = relativer spektraler Flächenanteil.

	Fe/MgO/GaAs		[Fe/Tb]/MgO/GaAs-LED	
	bcc-Fe (blau)	Grenzfläche (grün)	bcc-Fe (blau)	Grenzfläche (grün)
Peak B_{hf} (T)	33.1 ± 0.1	36.0	33.7 ± 0.1	24.0
$\langle B_{hf} \rangle$ (T)	33.1 ± 0.1	34.2 ± 0.6	33.7 ± 0.1	23.6 ± 0.6
$\langle \delta \rangle$ (mm/s)	0.00 ± 0.01	0.12 ± 0.13	0.01 ± 0.01	-0.02 ± 0.09
$I_{2(5)}/I_{3(4)}$	4.0*	4.0*	1.19 ± 0.03	0.93 ± 0.26
$\langle \theta \rangle$ (deg)	90*	90*	43 ± 1	38 ± 5
spektrale Fläche (%)	81	19	68	32

teilung (Grenzflächenanteil) bei 38° . Die spektralen Mössbauerparameter sind in Tab. 5.1 zusammengefasst. Zusammenfassend kann man sagen, dass die Fe/MgO-Grenzflächen von beiden Proben (GaAs- bzw. GaAlAs-LED-Substrat) für die Spininjektion viel versprechend sind, da keine ‘magnetisch tote’ Schicht an der Grenzfläche vorhanden ist. Dieser Schluss folgt aus den beobachteten hohen Hyperfeinfeldern von $\langle B_{hf} \rangle = 34.2$ T bzw. Peak- $B_{hf} = 36.0$ T der Grenzfläche (Tab. 5.1). Die Probe auf GaAs weist strukturell bessere Eigenschaften aus, da die Epitaxie besser gelingt. FeO-Bildung an der Grenzfläche, von der häufig an Grenzflächen von MgO auf Fe(001) berichtet wurde [201–203], sind bei der Probe auf GaAs nicht nachweisbar. Für FeO mit Fe im Fe^{2+} -Zustand (high spin) müsste sich die Isomerieverschie-

bung stark in Richtung positiver Werte ändern. Bulk-FeO ist erst bei tiefer Temperatur antiferromagnetisch geordnet ($T_N = 188$ K [204]) und besitzt ein magnetisches Moment von $4.6 \mu_B$ [204]. Meine Beobachtungen werden durch das von Li und Freeman [200] für die Fe/MgO-Grenzfläche theoretisch berechnete vergrößerte Fe-Spin-Moment von $2.85 \mu_B$ unterstützt. Vergrößerte Hyperfeinfelder in polykristallinen Fe/MgO-Vielfachschichten wurden früher auch von Shinjo et al. [205] und Koyano et al. [206] beobachtet.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die in dieser Arbeit präparierten epitaktischen Fe/MgO/GaAs- und Fe/MgO/GaAs-LED-Schichtsysteme viel versprechende magnetische Grenzflächeneigenschaften für die Spininjektion mittels MgO-Tunnelbarrieren besitzen.

Literaturverzeichnis

- [1] M. N. Baibach, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Phys. Rev. B **39**, 4282 (1989).
- [3] G. Prinz, Science **250**, 1092 (1990).
- [4] G. Prinz, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 57 (1999).
- [5] S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
- [6] Y. A. Bychov and E. I. Rashba, Sov. Phys. JETP Lett. **39**, 78 (1984).
- [7] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. V. Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, Science **294**, 1488 (2001).
- [8] I. Zutic, J. Fabian, and S. D. Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- [9] D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, editors, *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, Springer, Berlin, 2002.
- [10] M. Oestreich, J. Hübner, D. Hägele, P. J. Klar, W. Heimbrodt, W. W. Rühle, D. E. Ashenford, and B. Lunn, Appl. Phys. Lett. **74**, 1251 (1999).
- [11] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, and L. W. Molenkamp, Nature **402**, 787 (1999).

- [12] T. Gruber, M. Keim, R. Fiederling, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, and A. Waag, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1101 (2001).
- [13] P. R. Hammar, B. R. Bennett, M. J. Yang, and M. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 203 (1999).
- [14] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. V. Wees, *Phys. Rev. B* **62**, R4790 (2000).
- [15] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 016601 (2001).
- [16] A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou, and A. Petrou, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1240 (2002).
- [17] C. Adelmann, J. Q. Xie, C. J. Palmstrøm, J. Strand, X. Lou, J. Wang, and P. A. Crowell, *J. Vac. Sci. Techn. B* **23**, 1747 (2005).
- [18] O. Wunnicke, P. Mavropoulos, R. Zeller, and P. H. Dederichs, *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, 4643 (2004).
- [19] J. Thiele, C. Boeglin, K. Hricovini, and F. Chevrier, *Phys. Rev. B* **53**, R11934 (1996).
- [20] J. S. Claydon, Y. B. Xu, M. Tselepi, J. A. C. Bland, and G. V. der Laan, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 037206 (2004).
- [21] J. Grabis, A. Bergmann, A. Nefedov, K. Westerholt, and H. Zabel, *Phys. Rev. B* **72**, 024438 (2005).
- [22] T. Shinjo and W. Keune, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 589 (1999).
- [23] A. Sinsarp, T. Manago, F. Takano, and H. Akinaga, *Japn. J. Appl. Phys.* **46**, L4 (2007).
- [24] I. Hernández-Calderón and S. Höchst, *Phys. Rev. B* **27**, 4961 (1983).

- [25] H. Zabel, *Epitaktische Schichten: Neue Strukturen und Phasenübergänge*, volume N 410 of *Nordrhein-Westfälische Akademie der Wissenschaften*, Westdeutscher Verlag, 1995.
- [26] B. A. Joyce, P. J. Dobson, J. H. Neave, K. Woodbridge, J. Zhang, P. K. Larsen, and B. Boelger, *Surf. Sci.* **168**, 423 (1986).
- [27] P. Scherrer, *Göttinger Nachr.* **2**, 98 (1918).
- [28] B. E. Warren, *X-Ray Diffraction*, Dover Publications, New York, 1990.
- [29] A. Guinier, *X-Ray Diffraction in Crystals, Imperfect Crystals, and Amorphous Bodies*, Dover Publications, New York, 1994.
- [30] R. L. Mössbauer, *Z. Physik* **151**, 124 (1958).
- [31] R. L. Mössbauer, *Naturwissenschaften* **45**, 538 (1958).
- [32] G. Schatz and A. Weidinger, *Nukleare Festkörperphysik*, Teubner, Stuttgart, 1997.
- [33] G. K. Wertheim, *Mössbauer Effect: Principles and Applications*, Academic Press, New York, 1964.
- [34] P. Gütlich, R. Link, and A. Trautwein, *Mössbauer Spectroscopy and Transition Metal Chemistry*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1978.
- [35] D. Barb, *Grundlagen und Anwendungen der Mössbauerspektroskopie*, Akademie-Verlag, Berlin, 1980.
- [36] H. Wegener, *Der Mössbauer-Effekt und seine Anwendung in Physik und Chemie*, Hochschultaschenbücher-Verlag, Mannheim, 1966.
- [37] N. N. Greenwood and T. C. Gibb, *Mössbauer Spectroscopy*, Chapman and Hall, London, 1971.
- [38] M. Kopcewicz, *Mössbauer Effect*, volume 11 of *Encyclopedia of Applied Physics*, Wiley-VCH, 1994.

- [39] C. Sauer, *Konversions-Elektronen-Mössbauer-Spektroskopie (CEMS)*, chapter 29, 24. IFF-Ferienkurs, Vorlesungsmanuskripte, Forschungszentrum Jülich, 1993.
- [40] E. Bauer, Z. Kristallographie **110**, 372 (1958).
- [41] Q.-K. Xue, T. Hashizume, and T. Sakurai, Prog. Surf. Sci. **56**, 1 (1997).
- [42] A. Y. Cho, J. Appl. Phys. **47**, 2841 (1976).
- [43] Q.-K. Xue, T. Hashizume, J. M. Zhou, T. Sakata, T. Ohno, and T. Sakurai, Phys. Rev. Lett. **74**, 3177 (1995).
- [44] W. G. Schmidt, Appl. Phys. A **75**, 89 (2002).
- [45] K. Seino, W. G. Schmidt, F. Bechstedt, and J. Bernholc, Surf. Sci. **406**, 507 (2002).
- [46] D. K. Biegelsen, R. D. Bringans, J. E. Northrup, and L.-E. Swartz, Phys. Rev. B **41**, 5701 (1990).
- [47] J. Behrend, M. Wassermeier, L. Däwerits, and K. H. Ploog, Surf. Sci. **342**, 63 (1995).
- [48] A. Ohtake, P. Kocán, K. Seino, W. G. Schmidt, and N. Koguchi, Phys. Rev. Lett. **93**, 266101 (2004).
- [49] R. Z. Bachrach, R. S. Bauer, P. Chiaradia, and G. V. Hansson, J. Vac. Sci. Tech. **18**, 797 (1981).
- [50] W. Ranke and K. Jacobi, Prog. Surf. Sci. **10**, 1 (1981).
- [51] T. B. Massalski, *Binary Alloy Phase Diagrams*, ASM International, metals Park, OH, 2nd edition, 1990.
- [52] J.-U. Thiele, L. Folks, M. F. Toney, and D. K. Weller, J. Appl. Phys. **84**, 5686 (1998).
- [53] M. R. Visokay and R. Sinclair, Appl. Phys. Lett. **66**, 1692 (1995).

-
- [54] P. Eckerlin and H. Kandler, *Landolt-Börnstein, Strukturdaten der Elemente und intermetallischen Phasen*, volume 6 of *Gruppe III: Kristall- und Festkörperphysik*, Springer, Berlin, new series edition, 1971.
- [55] G. H. Daalderop, P. J. Kelley, and M. F. H. Schuurmans, Phys. Rev. B **44**, 1254 (1991).
- [56] A. Sacuma, J. Phys. Soc. Japan **63**, 3053 (1994).
- [57] R. F. C. Farrow, D. Weller, R. F. Marks, and M. F. Toney, J. Appl. Phys. **79**, 5967 (1996).
- [58] S. Whang, Q. Feng, and Y. Q. Gao, Acta mater. **46**, 6485 (1998).
- [59] T. Shima, T. Moriguchi, S. Mitani, and K. Takanashi, Appl. Phys. Lett. **80**, 288 (2002).
- [60] A. Martins, M. C. A. Fantini, and A. D. Santos, phys. stat. sol. (a) **201**, 837 (2004).
- [61] S. Mitani, K. Takanashi, H. Nakajima, K. Sato, R. Schreiber, P. Grünberg, and H. Fujimori, J. Magn. Magn. Mater. **156**, 7 (1996).
- [62] T. Shima, T. Moriguchi, T. Seki, S. Mitani, and K. Takanashi, J. Appl. Phys. **93**, 7238 (2003).
- [63] T. Seki, T. Shima, K. Takanashi, Y. Takanashi, E. Matsubara, and K. Hono, Appl. Phys. Lett. **82**, 2461 (2003).
- [64] Y. Endo, K. Oikawa, T. Miyazaki, O. Kitakami, and Y. Shimada, J. Appl. Phys. **94**, 7222 (2003).
- [65] B. M. Lairson, M. R. Visokay, R. Sinclair, and B. M. Clemens, Appl. Phys. Lett. **62**, 639 (1993).
- [66] C. Cebollada, D. Weller, J. Sticht, G. R. Harp, R. F. C. Farrow, R. F. Marks, R. Savoy, and J. C. Scott, Phys. Rev. B **50**, 3419 (1994).

- [67] K. Barmak, J. Kim, L. H. Lewis, M. F. Toney, A. J. Kellock, and J. U. Thiele, J. Appl. Phys. **95**, 7501 (2004).
- [68] K. Barmak, J. Kim, L. H. Lewis, K. R. Coffey, M. F. Toney, A. J. Kellock, and J.-U. Thiele, J. Appl. Phys. **98**, 033904 (2005).
- [69] M. F. Toney, W.-Y. Lee, J. A. Hedstrom, and A. Kellock, J. Appl. Phys. **93**, 9902 (2003).
- [70] B.-H. Li, C. Feng, T. Yang, J. Teng, Z.-H. Zhai, G.-H. Yu, and F.-W. Zhu, J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, 1018 (2006).
- [71] A. Martins, M. C. A. Fantini, and A. D. Santos, phys. stat. sol. (a) **187**, 189 (2001).
- [72] S. Okamoto, N. Kikuchi, O. Kitakami, T. Miyazaki, Y. Shimada, and K. Fukamichi, Phys. Rev. B **66**, 024413 (2002).
- [73] R. F. C. Farrow, D. Weller, R. F. Marks, M. F. Toney, S. Hom, G. R. Harp, and A. Cebollada, Appl. Phys. Lett. **69**, 1166 (1996).
- [74] R. F. C. Farrow, D. Weller, R. F. Marks, M. F. Toney, D. J. Smith, and M. R. McCartney, J. Appl. Phys. **84**, 934 (1998).
- [75] G. Armelles, D. Weller, B. Rellinghaus, P. Caro, A. Cebollada, and F. Briones, J. Appl. Phys. **82**, 4449 (1997).
- [76] A. Cebollada, R. F. C. Farrow, and M. F. Toney, *Structure and Magnetic Properties of Chemically Ordered Magnetic Binary Alloys in Thin Films Form*, chapter 3, p. 93, American Scientific Publishers, 2002.
- [77] M. Zöhl, M. Brockmann, M. Köhler, S. Kreuzer, T. Schweinböck, S. Miethaner, F. Bensch, and G. Bayreuther, J. Magn. Magn. Mater. **175**, 16 (1997).
- [78] A. W. Hull, Physical Review **17**, 571 (1921).
- [79] J. Fassbender, U. May, B. Schirmer, R. M. Jungblut, B. Hillebrands, and G. Güntherodt, Phys. Rev. Lett. **75**, 4476 (1995).

- [80] J. Massies and N. Grandjean, Phys. Rev. Lett. **71**, 1411 (1993).
- [81] A. Schatz and W. Keune, Surf. Sci. **440**, L841 (1999).
- [82] V. Gehanno, Y. Samson, A. Matry, B. Gilles, and A. Chamberod, J. Magn. Magn. Mater. **172**, 26 (1997).
- [83] H. Landolt, *Landolt-Börnstein, New Series*, volume 19a, Springer, Berlin, 1986.
- [84] V. D. Begisov, L. F. Borisenko, and E. D. Uskov, Dokl. Akad. Nauk SSSR **225**, 1408 (1975).
- [85] F. E. Spada, F. T. Parker, C. L. Platt, and J. K. Howard, J. Appl. Phys. **94**, 5123 (2003).
- [86] V. Gehanno, P. Auric, A. Marty, and B. Gilles, J. Magn. Magn. Mater. **188**, 310 (1998).
- [87] L. Billard and A. Chamberod, Solid State Commun. **17**, 113 (1975).
- [88] C. Kooy and U. Enz, Philips Res. Rep. **15**, 7 (1960).
- [89] B. D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials*, Addison -Wesley, 1972.
- [90] F. Bensch, M. R., and B. G., J. Appl. Phys. **91**, 8754 (2002).
- [91] G. Wastlbauer and J. A. C. Bland, Advances in Physics **54**, 137 (2005).
- [92] J. R. Waldrop and R. W. Grant, Appl. Phys. Lett. **34**, 630 (1979).
- [93] J. J. Krebs, B. T. Jonker, and G. A. Prinz, J. Appl. Phys. **61**, 2596 (1987).
- [94] J. M. Florczak and E. D. Dahlberg, Phys. Rev. B **44**, 9338 (1991).
- [95] C. Daboo, R. J. Hicken, E. Gu, M. Gester, S. J. Gray, D. E. P. Eley, E. Ahmad, and J. A. C. Bland, Phys. Rev. B **51**, 15964 (1995).

-
- [96] P. M. Thibado, E. Kneedler, B. T. Jonker, B. R. Bennett, B. V. Shanabrook, and L. J. Whitman, *Phys. Rev. B* **53**, R10481 (1996).
 - [97] M. Gester, C. Daboo, R. J. Hicken, S. J. Gray, A. Ercole, and J. A. C. Bland, *J. Appl. Phys.* **80**, 347 (1996).
 - [98] E. Kneedler, B. T. Jonker, P. M. Thibado, R. J. Wagner, B. V. Shanabrook, and L. J. Whitman, *Phys. Rev. B* **56**, 8163 (1997).
 - [99] Y. B. Xu, E. T. M. Kernohan, D. J. Freeland, M. Tselepi, A. Ercole, and J. A. C. Bland, *Magn. Magn. Mat.* **198**, 703 (1999).
 - [100] M. Brockmann, M. Zöfl, S. Miethaner, and G. Bayreuther, *J. Magn. Magn. Mater.* **198-199**, 384 (1999).
 - [101] A. Filipe, A. Schuhl, and P. Galtier, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 129 (1997).
 - [102] Y. B. Xu, T. M. Kernohan, D. J. Freeland, A. Ercole, M. Tselepi, and J. A. C. Bland, *Phys. Rev. B* **58**, 890 (1998).
 - [103] K. Zakeri, T. Kebe, J. Lindner, and M. Farle, *J. Magn. Magn. Mater.* **299**, L1 (2006).
 - [104] K. Zakeri, T. Kebe, J. Lindner, and M. Farle, *Phys. Rev. B* **73**, 052405 (2006).
 - [105] H.-P. Schönherr, R. Notzel, W. Ma, and K. H. Ploog, *J. Appl. Phys.* **89**, 169 (2001).
 - [106] B. Boubeker, J.-P. Eymery, P. Auric, and M. Rahmoune, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **101**, 267 (1995).
 - [107] S. Sarkar and C. Bansal, *Acta Mater.* **49**, 1789 (2001).
 - [108] F. Monteverde, A. Michel, A. Fnidiki, and J.-P. Eymery, *Eur. Phys. J. AP* **21**, 179 (2003).
 - [109] P. C. M. Gubbens, J. H. F. Van Apeldoorn, A. M. Van der Kran, and K. Buschow, *J. Phys. F: Metal Phys.* **4**, 921 (1974).

-
- [110] I. Vincze and A. T. Aldred, Phys. Rev. B **9**, 3845 (1974).
- [111] L. R. Newkirk and C. C. Tsuei, Phys. Rev. B **4**, 4046 (1971).
- [112] K. Sano and T. Miyagawa, Jap. J. Appl. Phys. **30**, 1434 (1991).
- [113] B. D. Schultz, H. H. Farrell, M. M. R. Evans, K. Lüdge, and C. J. Palmstrøm, J. Vac. Sci. Tech. B **20**, 1600 (2002).
- [114] S. Mirbt, B. Sanyal, C. Isheden, and B. Johnson, Phys. Rev. B **67**, 155421 (2003).
- [115] C. Lallaizon, B. Lépine, S. Ababaou, A. Schussler, A. Quémerais, A. Guivarch, G. Jézéquel, S. Députier, and R. Guérin, Appl. Surf. Sci. **123/124**, 319 (1998).
- [116] B. Lépine, S. Ababou, A. Guivarch, G. Jézéquel, S. Députier, R. Guérin, A. Filipe, A. Schuhl, F. Abel, D. Cohen, A. Rocher, and J. Crestou, J. Appl. Phys. **83**, 3077 (1998).
- [117] S. Erwin, S.-H. Lee, and M. Scheffler, Phys. Rev. B **65**, 205422 (2002).
- [118] J. W. Freeland, I. Coulthard, W. J. Antel Jr, and A. Stampfl, Phys. Rev. B **63**, 193301 (2001).
- [119] J. Van Hove, P. Pukite, and P. Cohen, J. Vac. Sci. Technol. B **3**, 563 (1985).
- [120] F. Bensch, G. Garreau, R. Moosbühler, G. Bayreuther, and E. Beaurepaire, J. Appl. Phys. **89**, 7133 (2001).
- [121] F. Bensch, *Der magnetische Phasenübergang und das Einsetzen des Ferromagnetismus bei dünnen Eischichten auf Galliumarsenid*, PhD thesis, Universität Regensburg, 2001.
- [122] L. Onsager, Phys. Rev. **65**, 117 (1944).
- [123] C. N. Yang, Phys. Rev. **85**, 808 (1952).

-
- [124] N. D. Mermin and H. Wagner, Phys. Rev. Lett. **17**, 1133 (1966).
- [125] V. L. Berezinski, Sov. Phys. JETP **32**, 493 (1971).
- [126] J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973).
- [127] J. M. Kosterlitz, J. Phys. C **7**, 1046 (1974).
- [128] S. T. Bramwell and P. C. W. Holdsworth, J. Phys. Cond. Matt. **5**, L53 (1993).
- [129] S. T. Bramwell and P. C. W. Holdsworth, Phys. Rev. B **49**, 8811 (1994).
- [130] M. Eibschütz, G. R. Davidson, and H. J. Guggenheim, Phys. Rev. B **9**, 3885 (1974).
- [131] M. F. Thomas and C. E. Johnson, p. 143, Cambridge University Press, Cambridge, London, 1986.
- [132] L. Néel, Ann. Geophys. **5**, 99 (1949).
- [133] A. Aharoni, Magnetic properties of fine particles, in *Proceedings of the International Workshop on Studies of Magnetic Properties of Fine Particles and their Relevance to Materials Science*, Rome, Italy, 1992, Dormann, J.L. and Fiorani, D.
- [134] C. L. Chien, J. Appl. Phys. **69**, 5267 (1991).
- [135] J. L. Dormann, D. Fiorani, and E. Tronc, volume XCVIII, p. 283, J. Wiley and Sons, New York, 1997.
- [136] F. C. Voogt, R. R. M. Palstra, L. Niesen, O. C. Rogojanu, M. A. James, and T. Hibma, Phys. Rev. B **57**, R8107 (1998).
- [137] S. Mørup, J. A. Dumesic, and H. Topsøe, in *Applications of Mössbauer Spectroscopy*, Cohen, R.L., New York, 1980, volume 2, p. 1.
- [138] S. Mørup and H. Topsøe, Appl. Phys. A **11**, 63 (1976).

-
- [139] S. Mørup, J. Magn. Magn. Mater. **37**, 39 (1983).
- [140] Z. Q. Qiu, S. H. Mayer, C. J. Gutierrez, H. Tang, and J. C. Walker, Phys. Rev. Lett. **63**, 1649 (1989).
- [141] J. Herfort, W. Braun, A. Trampert, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog, Appl. Surf. Sci. **237**, 181 (2004).
- [142] G. Xiao, S. H. Liou, A. Levy, J. N. Taylor, and C. L. Chien, Phys. Rev. B **34**, 7573 (1986).
- [143] R. S. Preston, S. S. Hanna, and J. Heberle, Phys. Rev. **128**, 2207 (1962).
- [144] K. Zakeri, T. Kebe, J. Lindner, and M. Farle, J. Magn. Magn. Mater. **316**, e334 (2007).
- [145] S. J. Steinmüller, M. Tselepi, G. Wastlbauer, V. Strom, D. M. Gillingham, A. Ionescu, and J. A. C. Bland, Phys. Rev. B **70**, 024420 (2004).
- [146] B. Roldan Cuenya, *Magnetism, structure and vibrational dynamics of nanoscaled heterostructures: interfaces, ultrathin films and multilayers*, PhD thesis, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, 2001.
- [147] C. A. Ballentine, R. L. Fink, J. Araya-Pochet, and J. Erskine, Phys. Rev. B **41**, 2631 (1990).
- [148] F. Huang, G. J. Mankey, M. T. Kief, and R. F. Willis, J. Appl. Phys. **73**, 6760 (1993).
- [149] H. J. Elmers, J. Hauschild, G. H. Liu, and U. Gradmann, J. Appl. Phys. **79**, 4984 (1996).
- [150] W. Dürr, M. Taborrelli, O. Paul, R. Gernar, W. Gudat, D. Pescia, and M. Landolt, Phys. Rev. Lett. **62**, 206 (1989).
- [151] C. Rau and M. Robert, IEEE Trans. Magn. **32**, 4553 (1996).

-
- [152] H. Keller and I. M. Savic, Phys. Rev. B **28**, 2638 (1983).
- [153] P. Bruno, MRS Symp. Proc. **231**, 299 (1992).
- [154] V. L. Pokrovsky, Adv. Phys. **28**, 595 (1979).
- [155] D. Kerkmann, D. Pescia, and R. Allenspach, Phys. Rev. Lett. **68**, 686 (1992).
- [156] R. Allenspach, J. Magn. Magn. Mater. **129**, 160 (1994).
- [157] K. Binder and P. C. Hohenberg, Phys. Rev. B **9**, 2194 (1974).
- [158] M. Bander and D. L. Mills, Phys. Rev. B **38**, 12015 (1988).
- [159] G. Garreau, M. Farle, E. Beaurepaire, and K. Baberschke, Phys. Rev. B **55**, 330 (1997).
- [160] O. M. J. Van't Erve, G. Gioseoglu, A. T. Hanbicki, C. H. Li, B. T. Jonker, R. Mallory, and M. Petrou, Appl. Phys. Lett. **84**, 4334 (2004).
- [161] Y. Ohno, D. Y. Young, F. Matsukara, H. Ohno, and D. D. Awschalom, Nature **402**, 790 (1999).
- [162] N. C. Gerhardt, S. Hövel, C. Brenner, M. R. Hofmann, F.-Y. Lo, D. Reuter, A. D. Wieck, E. Schuster, W. Keune, S. Halm, G. Bacher, and K. Westerholt, J. Appl. Phys. **99**, 073907 (2006).
- [163] N. C. Gerhardt, S. Hövel, C. Brenner, M. R. Hofmann, F.-Y. Lo, D. Reuter, A. D. Wieck, E. Schuster, W. Keune, and K. Westerholt, Appl. Phys. Lett. **87**, 032502 (2005).
- [164] P. Chaudhari, J. J. Cuomo, and R. J. Gambino, Appl. Phys. Lett. **22**, 337 (1973).
- [165] N. Sato and K. Habu, J. Appl. Phys. **61**, 4287 (1987).
- [166] N. Sato, K. Habu, and T. Oyama, IEEE Trans. Magn. **MAG-23**, 2614 (1987).

-
- [167] K. Yamauchi, K. Habu, and N. Sato, J. Appl. Phys. **64**, 5748 (1988).
- [168] S. Honda, T. Kimura, and M. Nawate, J. Magn. Magn. Mater. **121**, 116 (1993).
- [169] A. Fnidiki, F. Richomme, J. Teillet, F. Pierre, P. Boher, and P. Houdy, J. Magn. Magn. Mater. **121**, 520 (1993).
- [170] J. Teillet, A. Fnidiki, F. Richomme, P. Boher, and P. Houdy, J. Magn. Magn. Mater. **123**, 359 (1993).
- [171] W. Y. Wang and W. Kleemann, Phys. Rev. B **44**, 5132 (1991).
- [172] W. Y. Wang and W. Kleemann, J. Magn. Magn. Mater. **115**, 9 (1992).
- [173] W. Y. Wang, C. P. Luo, W. Kleemann, B. Scholz, R. A. Brand, and W. Keune, J. Appl. Phys. **73**, 6907 (1993).
- [174] K. Cherifi, C. Dufour, M. Piecuch, A. Bruson, P. Bauer, G. Marchal, and P. Mangin, J. Magn. Magn. Mater. **93**, 609 (1991).
- [175] M. Sajieddine, P. Bauer, C. Dufour, K. Cherifi, G. Marchal, and P. Mangin, J. Magn. Magn. Mater. **113**, 243 (1992).
- [176] R. A. Scholz, B. Brand, W. Keune, U. Kirschbaum, E. F. Wassermann, K. Mibu, and T. Shinjo, J. Magn. Magn. Mater. **93**, 499 (1991).
- [177] A. E. Freitag and A. R. Chowdhury, J. Appl. Phys. **85**, 5756 (1999).
- [178] F. Richomme, J. Teillet, A. Fnidiki, J. P. Lebertois, P. Auric, and P. Veillet, J. Magn. Magn. Mater. **156**, 181 (1996).
- [179] F. Richomme, J. Teillet, and A. Fnidiki, Phys. Rev. B **54**, 416 (1996).
- [180] F. Richomme, J. Teillet, A. Fnidiki, and W. Keune, Phys. Rev. B **64**, 094415 (2001).
- [181] J. Tappert, S. Neumann, R. A. Brand, and W. Keune, Europhys. Lett. **46**, 238 (1999).

-
- [182] J. Tappert, S. Neumann, J. Jungermann, W. S. Kim, T. Ruckert, R. A. Brand, W. Keune, and W. Kleemann, *Philosophical Magazine B* **80**, 257 (2000).
- [183] B. Lanchava and H. Hoffmann, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 403 (1999).
- [184] F. Yang and F. Pan, *Physica B* **315**, 227 (2002).
- [185] K. Takano, M. Furuhashi, S. Kobayashi, H. Sakurai, and F. Itoh, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 565 (2002).
- [186] A. Paul, A. Gupta, P. Shah, K. Kawaguchi, and G. Principi, *Hyperfine Interactions* **139/140**, 205 (2002).
- [187] P. Hansen, *J. Magn. Magn. Mater.* **83**, 6 (1990).
- [188] A. Fert and H. Jaffrès, *Phys. Rev. B* **64**, 184420 (2001).
- [189] E. I. Rashba, *Phys. Rev. B* **62**, R16267 (2000).
- [190] J. Moodera and G. Mathon, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 248 (1999).
- [191] X.-F. Han, T. Daibou, M. Kamijo, K. Yaoita, H. Kubota, Y. Ando, and T. Miyazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**, L439 (2000).
- [192] D. Wang, C. Nordman, J. M. Dughton, Z. Qian, and J. Fink, *IEEE Trans. Magn.* **40**, 2269 (2004).
- [193] V. F. Motsnyi, J. D. Boeck, J. Das, W. V. Roy, G. Borghs, E. Goovaerts, and V. I. Safarov, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 265 (2002).
- [194] X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby, R. M. MacFarlane, S. R. Bank, J. S. Harris, and S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 056601 (2005).
- [195] Y. Lu, J. C. Le Breton, P. Turban, B. Lépine, P. Schieffer, and G. Jézéquel, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 042108 (2006).
- [196] Y. Lu, J. C. Le Breton, P. Turban, B. Lépine, P. Schieffer, and G. Jézéquel, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 152106 (2006).

-
- [197] C. Son, J. Cho, and J.-W. Park, J. Vac. Sci. Technol. A **17**, 2619 (1999).
- [198] S. H. Overbury, P. A. Bertrand, and G. A. Somorjai, Chem. Rev. **75**, 547 (1975).
- [199] L. Z. Mezey and J. Giber, Jpn. J. Appl. Phys. Part 1 **21**, 1569 (1982).
- [200] C. Li and A. J. Freeman, Phys. Rev. B **43**, 780 (1991).
- [201] H. L. Meyerheim, R. Popescu, N. Jedrecy, M. Vedpathak, M. Sauvage-Simkin, R. Pinchaux, B. Heinrich, and J. Kirschner, Phys. Rev. B **65**, 144433 (2002).
- [202] H. L. Meyerheim, R. Popescu, J. Kirschner, N. Jedrecy, M. Sauvage-Simkin, B. Heinrich, and R. Pinchaux, Phys. Rev. Lett. **87**, 076102 (2001).
- [203] H. Oh, S. B. Lee, J. Seo, H. G. Min, and J.-S. Kim, Appl. Phys. Lett. **82**, 361 (2003).
- [204] D. H. Martin, *Magnetism in Solids*, M.I.T. Press, Cambridge, 1967.
- [205] T. Shinjo, S. Hine, and T. Takada, J. Phys. (Paris) Colloq. **40**, C2 (1979).
- [206] T. Koyano, Y. Kuroiwa, E. Kita, N. Saegusa, K. Ohshima, and A. Tasaki, J. Appl. Phys. **64**, 5763 (1988).
- [207] F. C. Nix and W. Shockley, Rev. Mod. Phys. **10**, 1 (1938).
- [208] H. Kirschner, *Einführung in die Röntgen-Feinstrukturanalyse*, Vieweg, Braunschweig, 1990.

Anhang A

Bestimmung des chemischen Ordnungsparameters S von binären Legierungen mittels Röntgenbeugung

Für die FePt-Proben in dieser Arbeit wurde der langreichweitige chemische Ordnungsparameter mittels der Röntgenbeugung bestimmt. Der theoretische Hintergrund sowie die Vorgehensweise zur Auswertung der Daten für binäre Legierungen sollen hier näher erläutert werden. Die Röntgendiffraktometrie gibt Aufschluss über die Anordnung der Atome in einem Kristall. Neben der Information der Netzebenenabstände können auch Informationen über die Besetzung der verschiedenen Gitterplätze erhalten werden. Der chemische Ordnungsparameter S spiegelt die langreichweitige Ordnung in einem System wider. Ist $S = 1$, so ist der Kristall perfekt geordnet und alle Atome besetzen die richtigen Gitterplätze. Ist $S = 0$, so sind die Atome zufällig auf die Gitterplätze verteilt. Um Information über den Ordnungsparameter S aus dem Röntgendiagramm ablesen zu können, müssen die Beugungsintensitäten der so genannten Überstrukturpeaks mit denen der Fundamentalpeaks verglichen werden. Nimmt man zum Beispiel einen perfekt geordneten Kristall aus zwei Atomsorten an, so besetzen die A-Atome die α - und die B-Atome

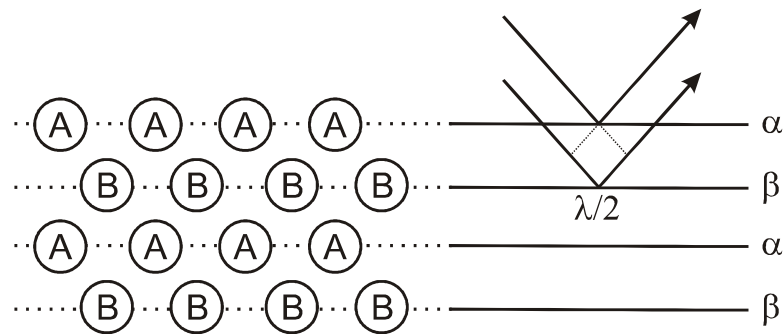


Abbildung A.1: Überstruktur und der Ursprung der Überstrukturlinien.
Nach [207].

die β -Gitterplätze, wie in Abb. A.1 dargestellt. Fällt nun ein Röntgenstrahl auf den Kristall, so dass der Gangunterschied der von beiden Ebenen α und β reflektierten Wellen gerade einer halben Wellenlänge entspricht, so sind die reflektierten Strahlen gegenphasig. Da aber die Atomformfaktoren der Atome A und B im Allgemeinen unterschiedlich sind, löschen sich die Wellen nicht aus und man erhält einen Überstrukturpeak. Nimmt man nun aber an, dass die Atome zufällig verteilt sind, so kann man den Gitterplätzen α und β einen Mittelwert der beiden Atomformfaktoren zuordnen, und somit würden sich die beiden Wellen komplett auslöschen und der Überstrukturpeak verschwände. Fundamentalpeaks sind unabhängig von der chemischen Ordnung und treten immer auf. Dies bedeutet nun, dass der Ordnungsparameter proportional zum spektralen Flächenverhältnis (d. h. zum Intensitätsverhältnis) eines Überstruktur- zu einem Fundamentalpeak ist. Im Folgenden soll dieses Verhalten mathematisch beschrieben werden [28]. Nimmt man eine Legierung mit zwei unterschiedlichen Atomsorten A und B an, welche die Gitterplätze α und β besetzten, so ist der Kristall vollständig geordnet, wenn die A-Atome die α -Plätze besetzen und die B-Atome die β -Plätze. In der folgenden Beschreibung sollen x_A und x_B die Anteile der jeweiligen Atome am Gitter beschreiben, so dass gilt $x_A + x_B = 1$. y_α und y_β sollen die Anteile der vorhandenen Gitterplätze für die jeweilige Atomsorte sein und auch hier gilt $y_\alpha + y_\beta = 1$. Weitere wichtige Parameter wurden von Nix und Shockley [207]

eingeführt:

$$\begin{aligned}
 r_\alpha &= \text{Anteil der } \alpha\text{-Plätze besetzt mit dem richtigem Atom A} \\
 w_\alpha &= \text{Anteil der } \alpha\text{-Plätze besetzt mit dem falschen Atom B} \\
 r_\beta &= \text{Anteil der } \beta\text{-Plätze besetzt mit dem richtigem Atom B} \\
 w_\beta &= \text{Anteil der } \beta\text{-Plätze besetzt mit dem falschen Atom A}
 \end{aligned}$$

Für diese Parameter kann man folgende Beziehungen ableiten: $r_\alpha + w_\alpha = 1$ und $r_\beta + w_\beta = 1$. Außerdem kann man einen Zusammenhang dieser Parameter mit den Anteilen der Gitterplätze und Atome geben:

$$y_\alpha r_\alpha + y_\beta w_\beta = x_A \quad (\text{A.1})$$

und entsprechend für den Atomanteil der B-Atome:

$$y_\beta r_\beta + y_\alpha w_\alpha = x_B. \quad (\text{A.2})$$

S soll hier so definiert werden, dass S proportional zu $r_\alpha + r_\beta$ ist und also in der Form $S = a + b(r_\alpha + r_\beta)$ geschrieben werden kann. Man erhält also für zwei Zustände ($S = 0$ und $S = 1$) zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten:

$$S = 0 = a + b \quad (\text{A.3})$$

$$S = 1 = a + 2b \quad (\text{A.4})$$

Diese Gleichungen führen zur Definition des chemischen Ordnungsparameters S :

$$S = r_\alpha + r_\beta - 1 \quad (\text{A.5})$$

Mit Hilfe der Gleichungen (A.1) und (A.2) lässt sich S auch wie folgt schreiben:

$$S = \frac{r_\alpha - x_A}{y_\beta} = \frac{r_\beta - x_B}{y_\alpha} \quad (\text{A.6})$$

Der Strukturfaktor F beinhaltet Atompositionen in der Einheitszelle. F kann unterteilt werden als Summe der α -Positionen und der β -Positionen durch

Zuhilfenahme der Streufaktoren f (= Atomformfaktoren):

$$F = \sum_{\alpha} (r_{\alpha} f_A + w_{\alpha} f_B) \cdot e^{2\pi i(hx_n + ky_n + lz_n)} + \sum_{\beta} (r_{\beta} f_B + w_{\beta} f_A) \cdot e^{2\pi i(hx_n + ky_n + lz_n)}$$

Bei den hier untersuchten FePt-Proben in der L1₀-Struktur handelt es sich um ein tetragonal flächenzentriertes Gitter. Die Anteile der Gitterplätze y_{Fe} und y_{Pt} sind dabei gleichmäßig verteilt, so dass $y_{Fe} = y_{Pt} = \frac{1}{2}$ gilt. Das Gleiche gilt für die Anteile der Atome: $x_{Fe} = x_{Pt} = \frac{1}{2}$. Die Vektoren innerhalb der Einheitszelle sind für Platin durch (000) und $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}0)$, sowie für Eisen durch $(\frac{1}{2}0\frac{1}{2})$ und $(0\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ gegeben. Setzt man diese Vektoren für x_n , y_n und z_n ein, erhält man:

$$F = (r_{Fe}f_{Fe} + w_{Fe}f_{Pt}) \cdot (e^{\pi i(h+l)} + e^{\pi i(k+l)}) + (r_{Pt}f_{Pt} + w_{Pt}f_{Fe}) \cdot (1 + e^{\pi i(h+k)})$$

Sind nun die Miller-Indizes hkl alle gerade oder alle ungerade, so erhält man einen Fundamentalpeak, denn er ist unabhängig vom Ordnungsparameter S :

$$\begin{aligned} F &= 2[(r_{Fe}f_{Fe} + w_{Fe}f_{Pt}) + (r_{Pt}f_{Pt} + w_{Pt}f_{Fe})] \\ &= 4(x_{Pt}f_{Pt} + x_{Fe}f_{Fe}) \end{aligned}$$

Falls $h + k$ gerade ist und $k + l$ ungerade, ergibt sich für F :

$$\begin{aligned} F &= 2[(r_{Pt}f_{Pt} + w_{Pt}f_{Fe}) - (r_{Fe}f_{Fe} + w_{Fe}f_{Pt})] \\ &= 2S(f_{Pt} - f_{Fe}) \end{aligned}$$

Dieser Strukturfaktor liefert einen Überstrukturpeak, da er von S abhängig ist. Aus dem Experiment erhält man S^2 , da die Beziehung

$$S^2 \sim \frac{A_{Super}}{A_{Fund}}$$

gilt. Dabei sind A_{Fund} und A_{Super} die integrierten Flächen (Intensitäten) der Bragg-Peaks im Röntgendiagramm. Diese Größen wiederum lassen sich wie

folgt darstellen:

$$A_{Fund(Super)} \sim (LP)FF^*$$

mit dem Lorentz-Polarisations-Faktor LP , dem Strukturfaktor F und dem komplex konjugierten Strukturfaktor F^* . LP ist für unterschiedliche Peaks nicht konstant, da er wie folgt vom Einfallswinkel θ abhängt [208].

$$LP = \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2 \sin 2\theta}$$

Der Lorentz-Polarisations-Faktor wird aus zwei Korrekturfaktoren zusammengesetzt. Zum einen beinhaltet er den Polarisationsfaktor, zum anderen den Lorentzfaktor. Ersterer berücksichtigt, dass es sich bei der hier verwendeten Röntgenstrahlung nicht um polarisierte Strahlung handelt. Jedoch ist der gebeugte Strahl polarisiert. Dies wiederum wirkt sich auf dessen Intensität aus, welche in Abhängigkeit von Beugungswinkel geschwächt wird. Der Lorentzfaktor berücksichtigt einige systematische Fehler: Die nachgewiesene Strahlung ist nicht streng monochromatisch, der einfallende Röntgenstrahl weist eine gewisse Divergenz auf, sowie die Tatsache, dass wegen der konstanten Winkelgeschwindigkeit des Goniometers die Verweilzeiten vom Winkel θ abhängig sind. Auch die Tatsache, dass die Fläche, die vom Röntgenstrahl getroffen wird, vom Einfallswinkel abhängig ist, wird berücksichtigt. Beachtet man, dass beide Atomsorten unterschiedliche Debye-Waller-Faktoren $\exp(-M_{Fe})$ bzw. $\exp(-M_{Pt})$ besitzen, kann dieser Fehler unter Einbeziehung dieser Faktoren eliminiert werden. Die Tatsache, dass eine Dispersionskorrektur nötig ist, wird durch das Einbringen des korrigierten Streufaktors $f = f_0 + \Delta f' + i\Delta f''$ erreicht. f ist der korrigierte Streufaktor, f_0 der Wert, der in Tabellen angegeben wird, und $\Delta f'$ und $i\Delta f''$ sind der Real- und Imaginärteil der Dispersionskorrektur. Im weiteren gilt hier $f = f_0 + \Delta f'$ und $\Delta = \Delta f''$. Bildet man nun das Produkt des Strukturfaktors und des komplex konjugierten Strukturfaktors, so erhält man folgende Gleichungen für

Tabelle A.1: Werte, die zur Berechnung des Ordnungsparameters S verwendet wurden. Entnommen aus [66].

Peak	LP	M_{Fe}	f_{Fe}	Δ_{Fe}	M_{Pt}	f_{Pt}	Δ_{Pt}
(001)	2.26	0.005	21.01	3.4	0.005	64.43	8
(002)	0.94	0.019	16.93	3.3	0.018	55.12	7
(003)	0.54	0.043	12.86	3.3	0.041	45.81	7

die Intensität des Fundamental- und Überstrukturpeak:

$$\begin{aligned}
 (FF^*)_{Fund} &= 16[(x_{Fe}f_{Fe}e^{-M_{Fe}} + x_{Pt}f_{Pt}e^{-M_{Pt}})^2 + \\
 &\quad (x_{Fe}\Delta_{Fe}e^{-M_{Fe}} + x_{Pt}\Delta_{Pt}e^{-M_{Pt}})^2] \\
 (FF^*)_{Super} &= 4S^2[(f_{Pt}e^{-M_{Pt}} - f_{Fe}e^{-M_{Fe}})^2 + (\Delta_{Pt}e^{-M_{Pt}} - \Delta_{Fe}e^{-M_{Fe}})^2]
 \end{aligned} \tag{A.7}$$

Die flächenintegrierte Intensität der Überstruktur- und Fundamentalpeaks wurden durch jeweilige Anpassung mit einer Gaußkurve aus den Röntgenbeugungsdiagrammen bestimmt. Mit dem gemessenen Flächenverhältnis dieser Peaks kann S mit Hilfe der Gleichungen aus (A.7) bestimmt werden. Die Werte, die für die Berechnungen genutzt wurden, sind in Tab. A.1 angegeben.

Anhang B

Mössbauer-Spektren

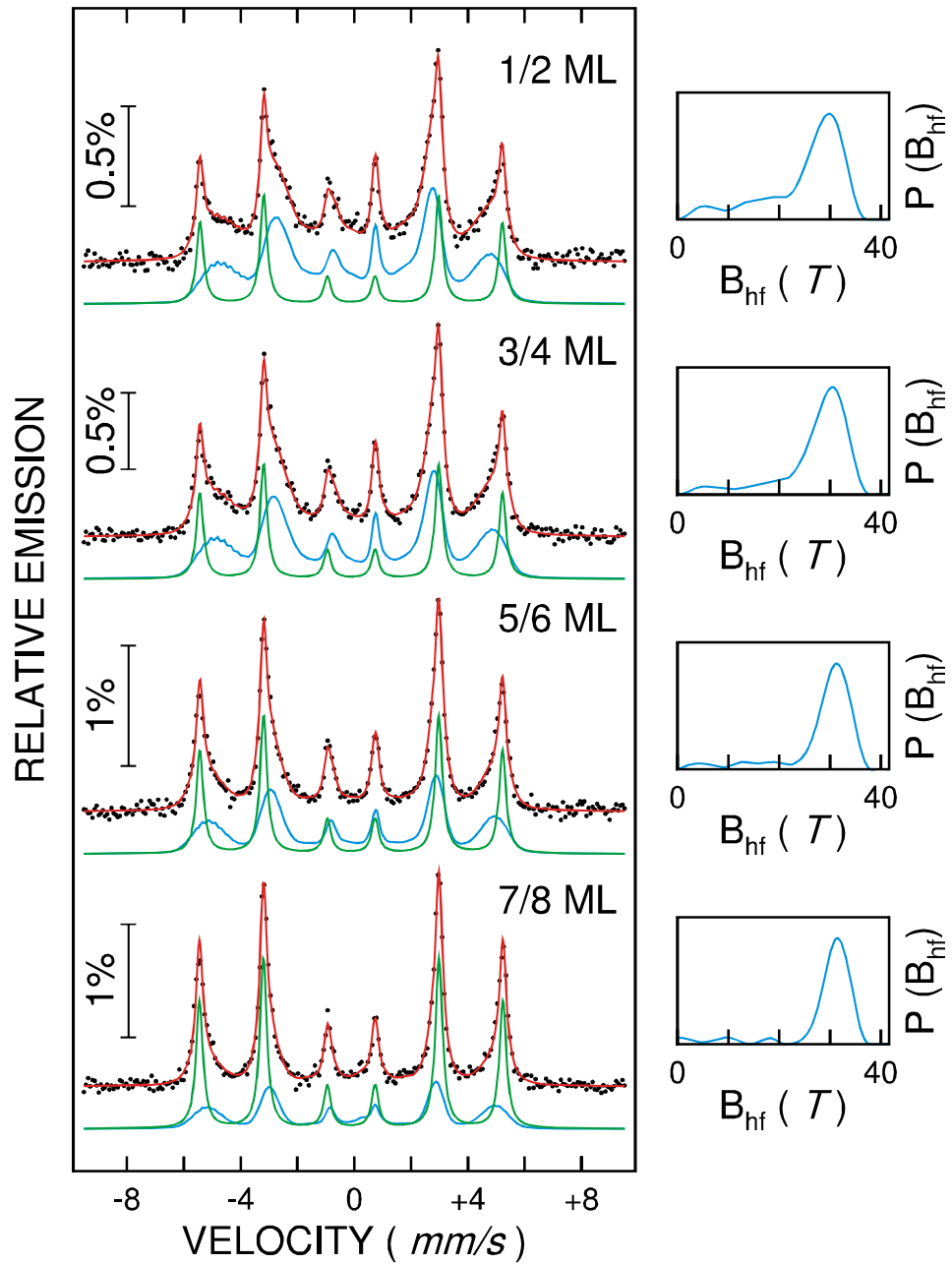


Abbildung B.1: RT-CEM-Spektren der 2 ML dicken ^{57}Fe -Sondenschicht, welche in unterschiedlichen Abständen von der GaAs(001)-(4×6)-Oberfläche bei RT aufgewachsen worden waren. Rechts: Die zugehörigen magnetischen Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$.

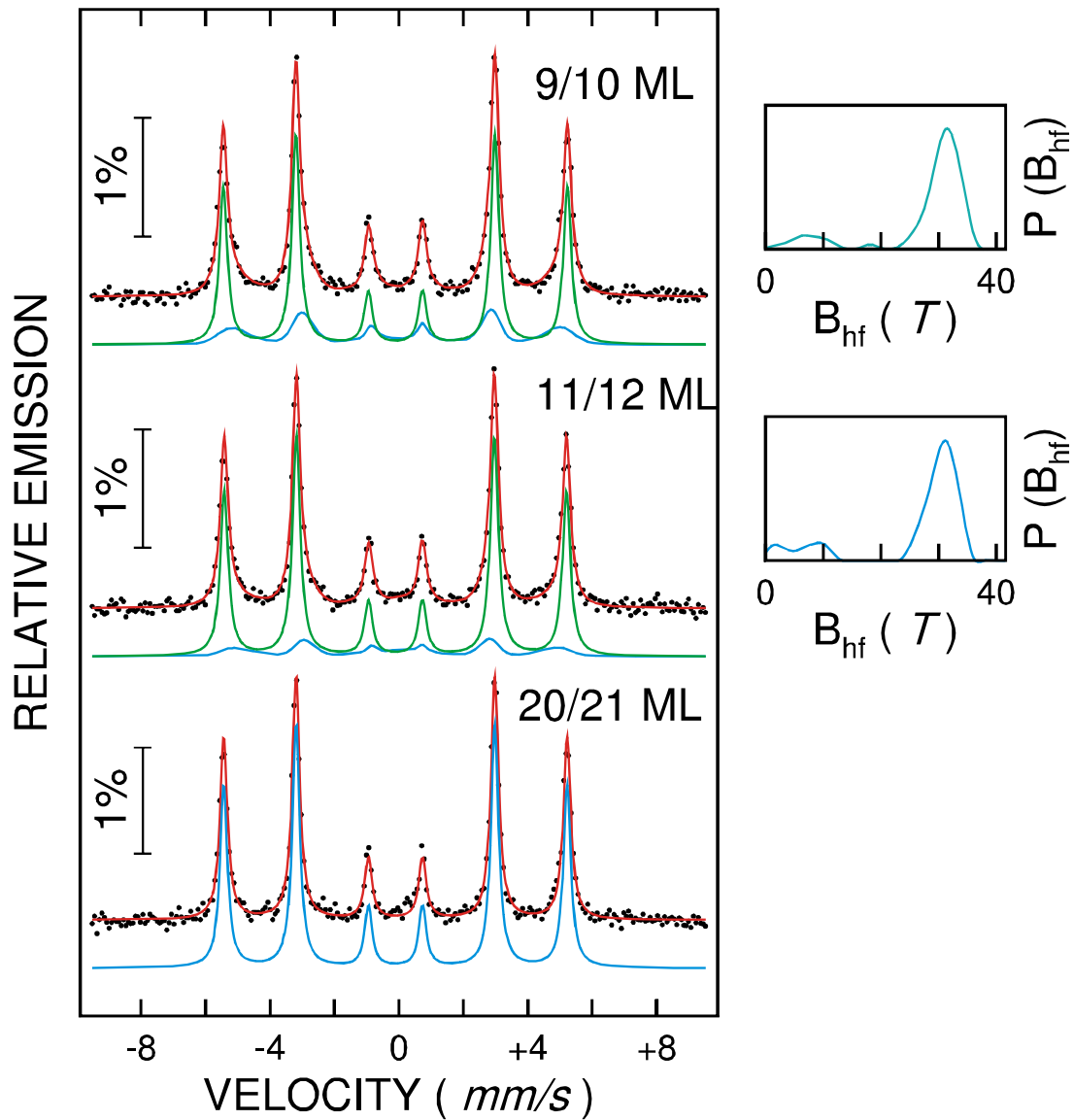


Abbildung B.2: RT-CEM-Spektren der 2 ML dicken ^{57}Fe -Sondenschicht, welche in unterschiedlichen Abständen von der GaAs(001)-(4×6)-Oberfläche bei RT aufgewachsen worden waren. Rechts: Die zugehörigen magnetischen Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$. Beim untersten Spektrum befand sich die Sondenschicht im Abstand von 21 und 22 ML von der Grenzfläche und es genügte, ein einfaches Zeeman-Sextett für bcc-Fe mit scharfen Linien ohne überlagertes Verteilungsspektrum anzupassen.

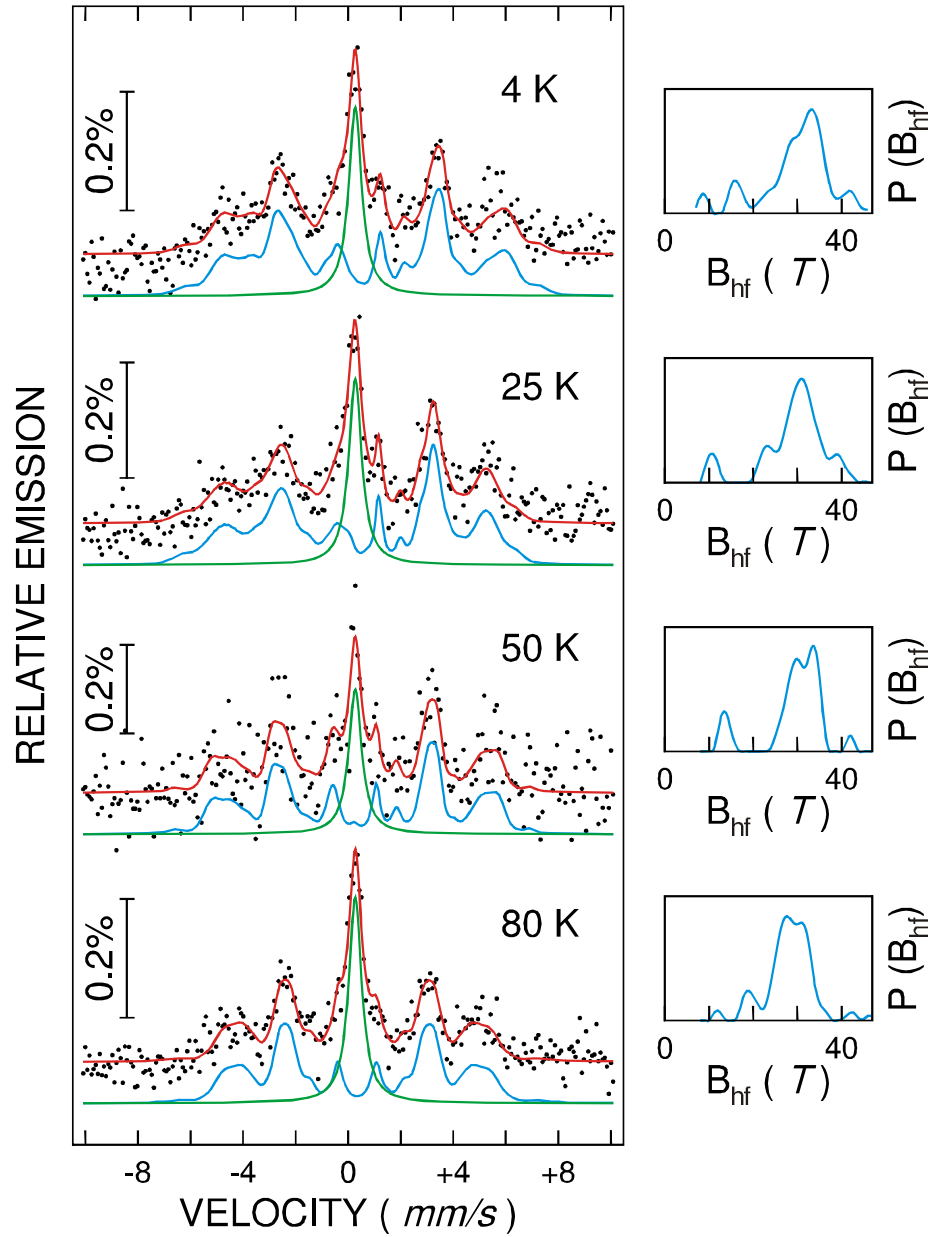


Abbildung B.3: Bei verschiedenen Temperaturen ex-situ im Nullfeld gemessene CEM-Spektren einer mit 40 Å Pt abgedeckten 2.5 ML dicken $^{57}\text{Fe}(001)$ -Schicht auf $\text{GaAs}(001)-(4\times 6)$ und zugehörige Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{\text{hf}})$. (Die angepasste zentrale Einzellinie ist ein Artefakt der Edelstahl-Kryostatenwand und hat hier keine physikalische Bedeutung).

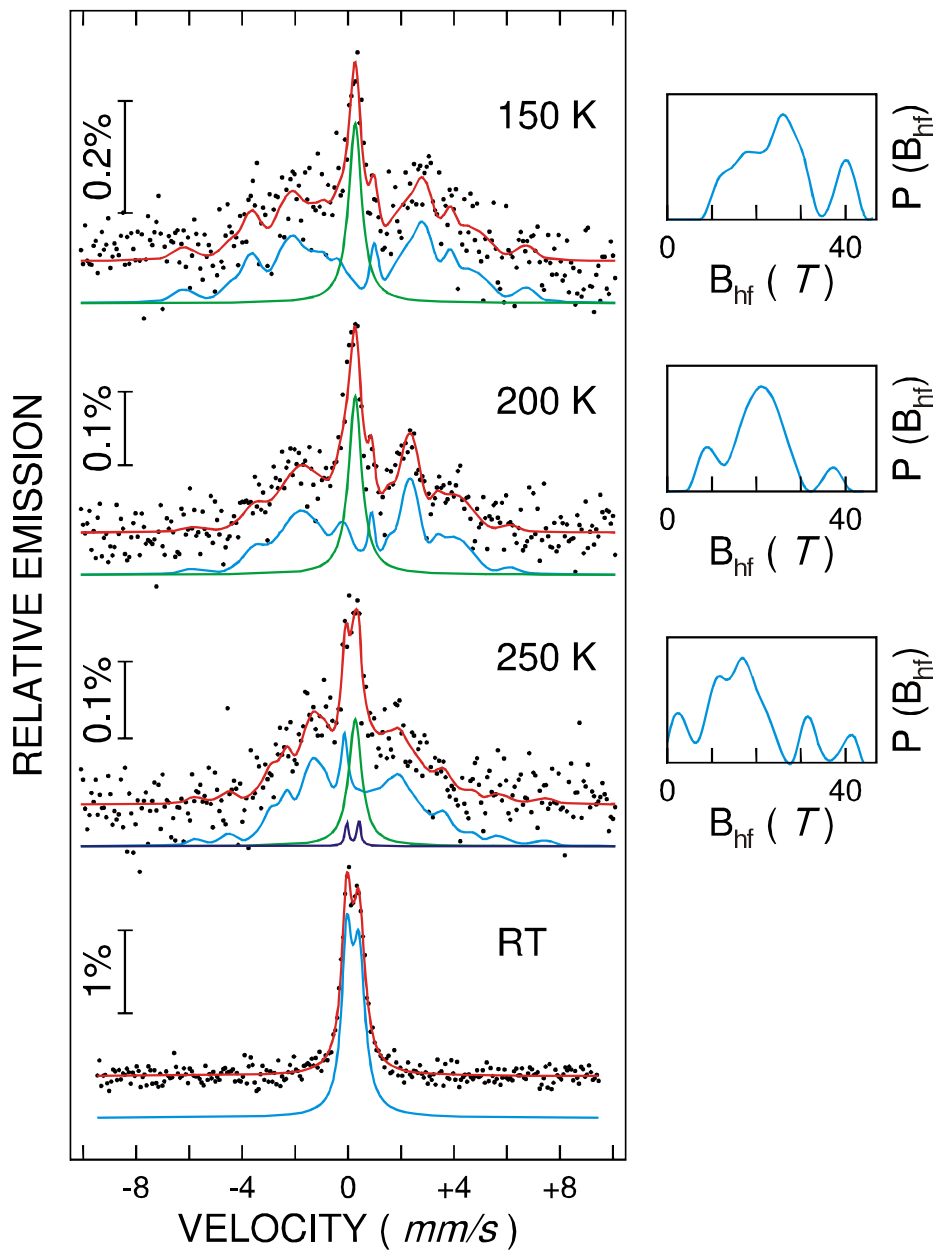


Abbildung B.4: Bei verschiedenen Temperaturen ex-situ im Nullfeld gemessene CEM-Spektren einer mit 40 Å Pt abgedeckten 2.5 ML dicken $^{57}\text{Fe}(001)$ -Schicht auf $\text{GaAs}(001)-(4\times 6)$ und zugehörige Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$. (Die angepasste zentrale Einzellinie ist ein Artefakt der Edelstahl-Kryostatenwand und hat hier keine physikalische Bedeutung). Das CEM-Spektrum bei RT wurde in einem mit He-CH_4 -Gas gefüllten Proportionalzähler gemessen und mit einem Quadrupoldublett angepasst.

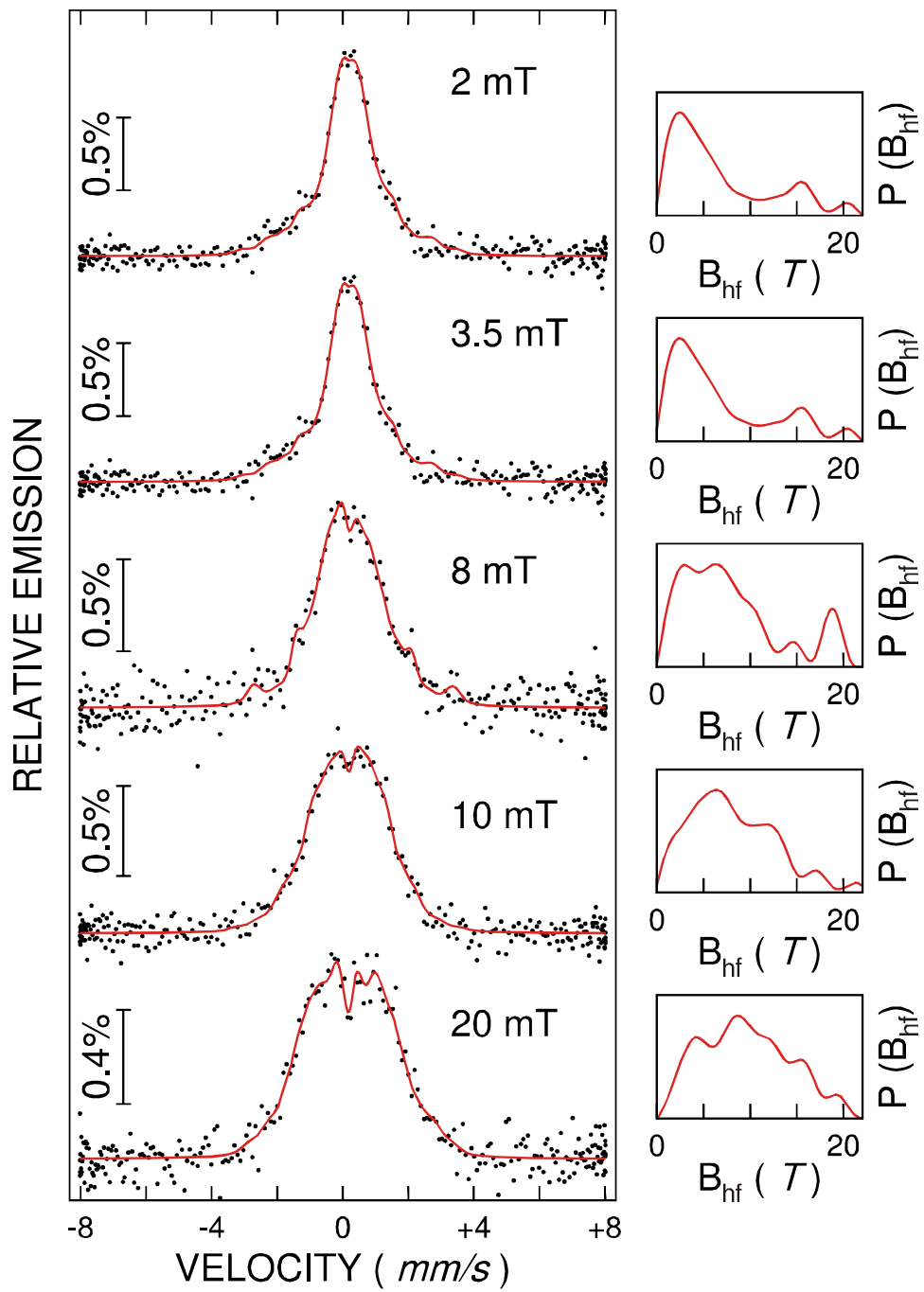


Abbildung B.5: Bei RT ex-situ für unterschiedliche externe Felder gemessene CEM-Spektren einer mit 40 Å Pt abgedeckten 2.5 ML dicken $^{57}\text{Fe}(001)$ -Schicht auf $\text{GaAs}(001)$ -(4×6) und zugehörige Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$.

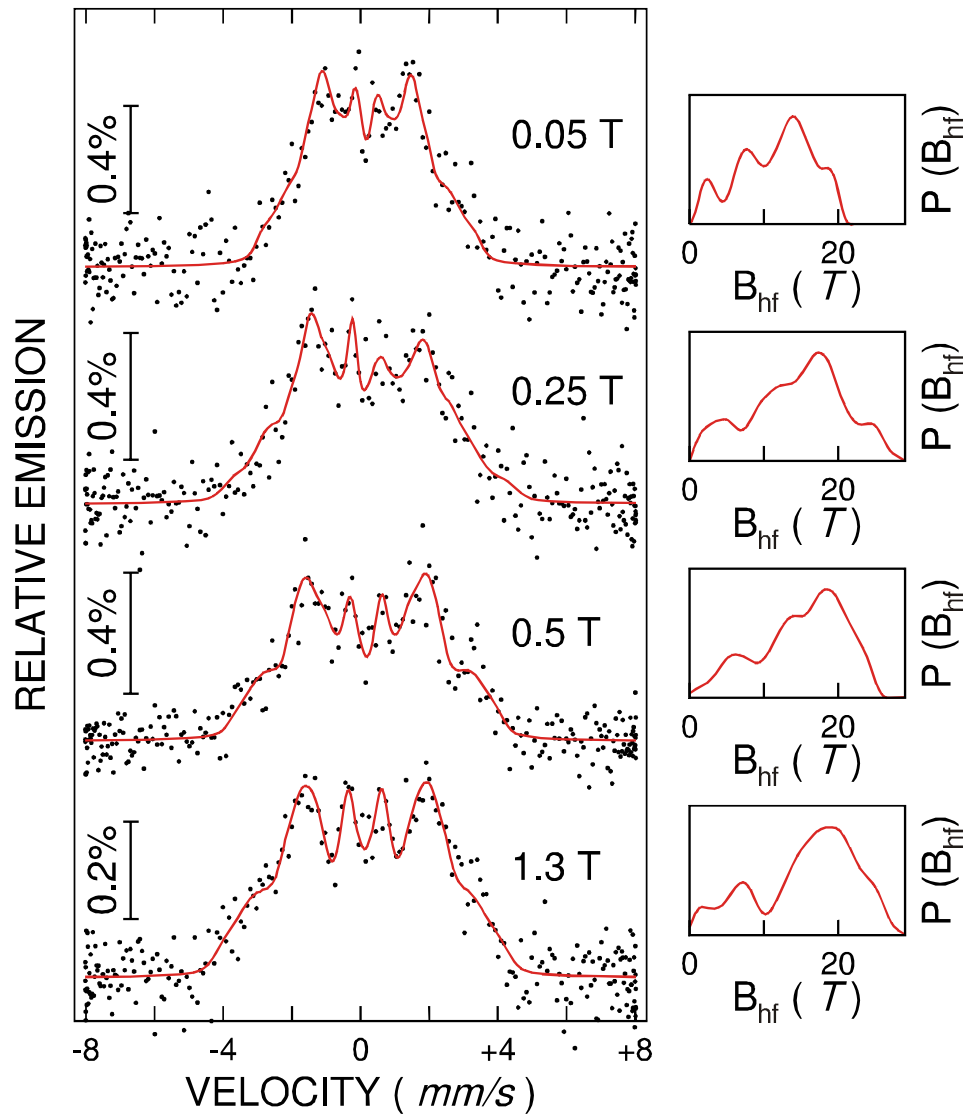


Abbildung B.6: Bei RT ex-situ für unterschiedliche externe Felder gemessene CEM-Spektren einer mit 40 Å Pt abgedeckten 2.5 ML dicken $^{57}\text{Fe}(001)$ -Schicht auf GaAs(001)-(4×6) und zugehörige Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$.

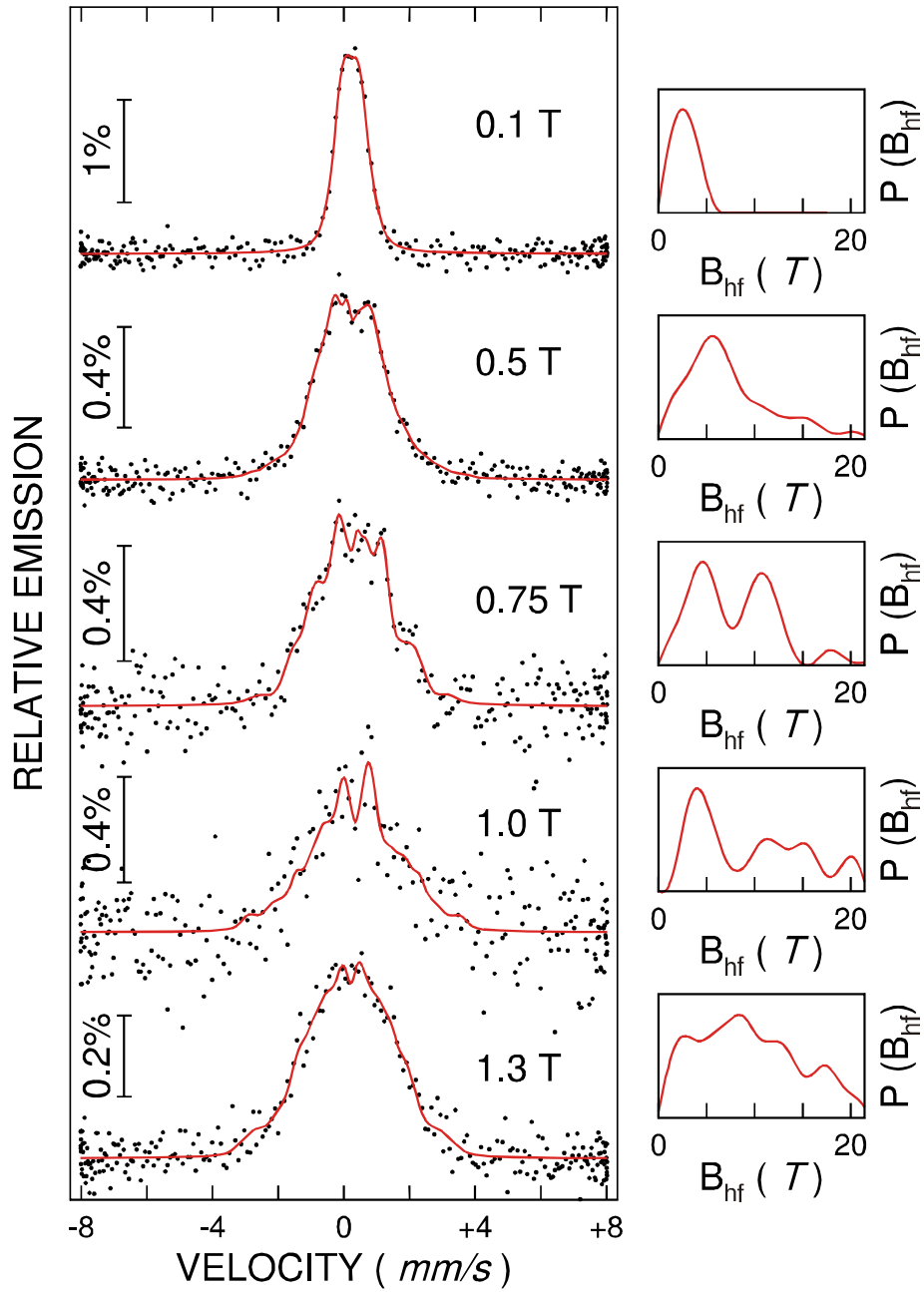


Abbildung B.7: Bei RT ex-situ für unterschiedliche externe Felder gemessene CEM-Spektren einer mit 40 Å Pt abgedeckten 2.0 ML dicken $^{57}\text{Fe}(001)$ -Schicht auf GaAs(001)-(4×6) und zugehörige Hyperfeinfeldverteilungen $P(B_{hf})$.

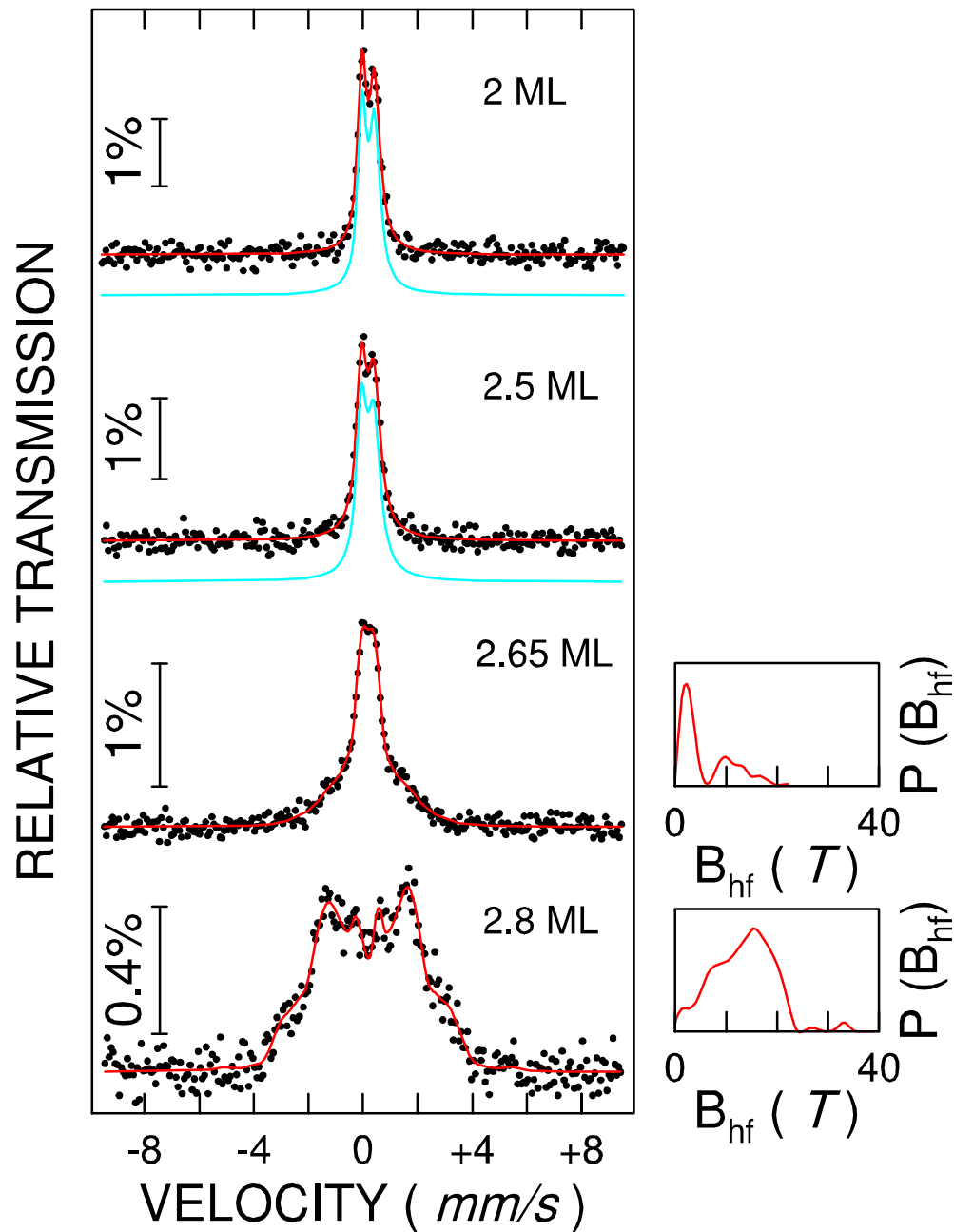


Abbildung B.8: Bei RT ex-situ im Nullfeld gemessene CEM-Spektren von mit 40 Å Pt bedeckten $^{57}\text{Fe}(001)$ -Filmen auf GaAs(001)-(4×6) bei unterschiedlichen ^{57}Fe -Bedeckungen. Die Spektren bei 2 ML und 2.5 ML wurden mit einem Quadrupoldublett und die Spektren bei 2.65 ML und 2.8 ML mit einer magnetischen Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{hf})$ angepasst (rechts).

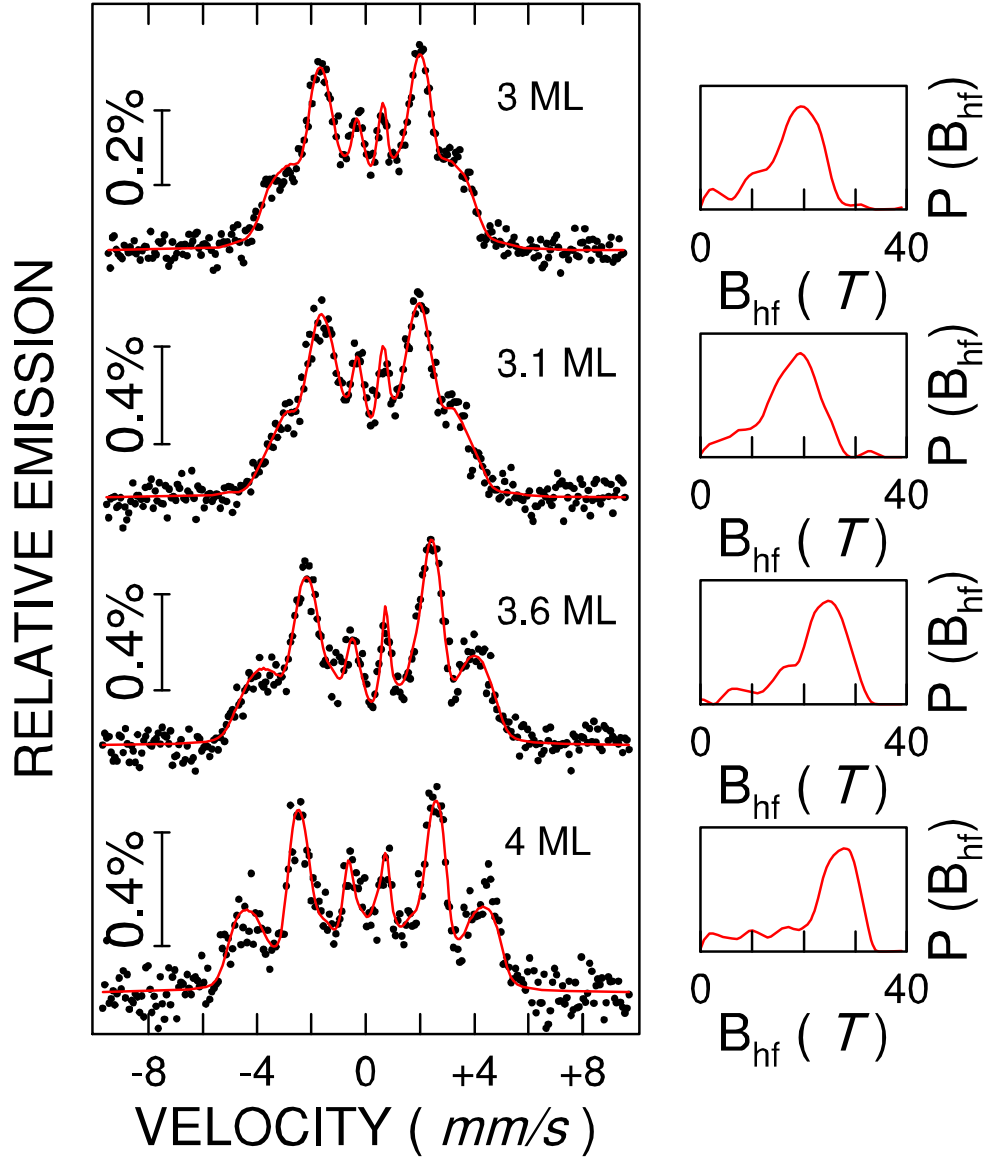


Abbildung B.9: Bei RT ex-situ im Nullfeld gemessene CEM-Spektren von mit 40 Å Pt bedeckten $^{57}\text{Fe}(001)$ -Filmen auf $\text{GaAs}(001)$ -(4×6) bei unterschiedlichen ^{57}Fe -Bedeckungen. Die Spektren wurden mit einer magnetischen Hyperfeinfeldverteilung $P(B_{\text{hf}})$ angepasst (rechts).

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

- Mein erster Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Keune, der diese Arbeit angeregt und hervorragend betreut hat. Durch seine freundliche Unterstützung und viele Anregungen hat er maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.
- Ein großer Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. Heiko Wende für die Unterstützung und Hilfe während des Verfassens dieser Arbeit.
- Ein herzlicher Dank gilt Herrn Ulrich von Hörsten für seine ständige Hilfsbereitschaft und seine Unterstützung bei technischen Problemen sowie für viele nette „Barfuß- Laufgeschichten“.
- Herrn Dr. R. A. Brand möchte ich insbesondere für seine Diskussionsbereitschaft und die Hilfe bezüglich der Anpassung der Mössbauer-Spektren mittels NORMOS danken.
- Frau Dr. Beatriz Roldán Cuenya und Herrn Dipl.-Phys. Robert Peters möchte ich für viele wissenschaftliche und nichtwissenschaftliche Gespräche danken.
- Meinen beiden Büro-Kollegen Dipl.-Phys. Frank Stromberg und Dr. Marco Walterfang gilt ein Dank für Diskussionen und Hilfe verschiedenster Art.
- Allen Mitarbeitern des Laboratoriums für Angewandte Physik danke ich für die freundschaftliche Atmosphäre und die gute Zusammenarbeit.
- Bei Herrn Dr. Andreas Westphalen, Herrn Dr. Till Schmitte und Frau Melanie Ewerlin möchte ich mich für die durchgeführten MOKE-Messungen bedanken.
- Herrn Dr. Alexei Nefedov danke ich für die Röntgenbeugungs-Messungen an den FePt-Proben.
- Den Mitarbeitern des SFB 491 danke ich für eine gute Zusammenarbeit. Insbesondere möchte ich Herrn Dr. Fang-Yuh Lo und Herrn Dr. Dirk Reuter für die Herstellung der verwendeten LEDs danken.
- Ein weiterer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Mehmet Acet für seine Diskussionsbereitschaft.
- Schließlich möchte ich mich bei den Menschen bedanken, die mir nahe stehen. Meiner Mutter, meinem Opa, meinem Bruder Thomas und Michael gilt ein besonders herzlicher Dank. Sie alle haben auf ihre Weise ihr Bestes getan, um mich während der Promotion zu unterstützen.
- Diese Arbeit wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereich (SFB) 491 „Magnetische Heteroschichten: Spinstruktur und Spintransport“ angefertigt.